М. А. КУК

НАУКА
О ПРОМЫШЛЕННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВАХ



THE SCIENCE OF INDUSTRIAL EXPLOSIVES

MELVIN A. COOK FOUNDER AND CHAIRMAN
OF THE BOARD IRECO CHEMICALS

IRECO CHEMICALS
SALT LAKE CITY, UTAH
1974

М. А. КУК

НАУКА О ПРОМЫШЛЕННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВАХ

ПЕРЕВОД С АНГЛИЙСКОГО КАНД. ТЕХН. НАУК Б. Н. КУКИБА
И КАНД. ТЕХН. НАУК С. А. СМИРНОВА
ПОД РЕДАКЦИЕЙ ПРОФ., Д-РА ТЕХН. НАУК Г. П. ДЕМИДЮКА
И КАНД. ТЕХН. НАУК Н. С. БАХАРЕВИЧ



МОСКВА «НЕДРА» 1980

[662.2.001.5+622.235] (420)

Кук М. А. Наука о промышленных взрывчатых веществах. Пер. с англ. под ред. Г. П. Демидюка и Н. С. Бахаревич. М., Недра, 1980. 453 с. — Пер. изд.: США, 1974.

В книге приведены результаты исследований по теории новых взрывчатых веществ и технологии их изготовления и применения, проведенных под руководством крупного ученого США М. А. Кука. Рассмотрена область применения современных промышленных ВВ с учетом их свойств и перспектив развития, предложена их классификация. Изложены гидродинамическая теория детонации и результаты исследований по изучению чувствительности и безопасности использования ВВ различного агрегатного состояния. Рассмотрен механизм взрыва конденсированных и жидких ВВ, природа и распространение взрывных волн в крепких породах. В хронологическом порядке изложена история развития и унификации промышленных ВВ в США.

Книга предназначена для специалистов, занимающихся вопросами дальнейшего развития и совершенствования взрывных работ и повышения уровня их безопасности.

Табл. 54, ил. 228, список лит. — 277 назв.

К $\frac{30705-232}{043(01)-80}$ 283—80 .2502000000

ПРЕДИСЛОВИЕ

В книге изложены научные достижения в области взрывчатых веществ (ВВ) за период времени с момента публикации монографии автора «Наука о бризантных взрывчатых веществах», изданной в 1958 г. Американским химическим обществом (№ 139). В первой книге были рассмотрены два наиболее важных класса составов современных ВВ: АС—ДТ (смесь аммиачной селитры с дизельным топливом) и водосодержащие составы, которые в тот период начинали широко применять в Северной Америке. Упомянутые ВВ нашли применение во многих странах мира. Они изменились качественно, расширился их ассортимент, упростились способы изготовления и применения этих составов. Смеси АС — ДТ и водосодержащие составы имеют огромные преимущества перед другими промышленными ВВ по наиболее важным показателям: экономичности, безопасности и эффективности применения, а также скорости изготовления и заряжания скважин.

Автор с сотрудниками фирмы ИРЕКО сыграли решающую роль в коренных преобразованиях в области промышленных ВВ, и настоящая книга отмечает их научный вклад в развитие промышленных ВВ. Это нисколько не умаляет достижений других исследователей в области промышленных ВВ. Тем не менее справедливо отметить, что ученые фирмы ИРЕКО прокладывали путь коренным преобразованиям в области промышленных ВВ, особенно в последнее время. К таким исследованиям относятся: разработка теории плазменной передачи детонации, что, по-видимому, является главным в механизме детонации; создание «аквариумного метода», позволяющего выполнять точные измерения давления в детонационных и ударных волнах; разработка механизма возбуждения детонации и другие фундаментальные вопросы теории ВВ.

Эта книга является значительно переработанной и дополненной по сравнению с предыдущим изданием. В ней содержится мало материала, известного до публикации 1958 г.

Несмотря на то что в ней освещен большой круг вопросов в области промышленных ВВ, изложенный материал не является исчерпывающим. Для полного понимания всех вопросов теории и техники промышленных ВВ необходимо ознакомиться еще с другими книгами. В настоящей книге ничего не сказано о довольно обширной области исследований детонации в газах, парах, а также взрывов пылей. Термин ВВ в этой книге относится только к составам, детонирующим в конденсированном состоянии (жидком и твердом).

В разделе 1 рассмотрены история развития промышленных ВВ и их классификация. Следующие четыре раздела посвящены фундаментальным исследованиям автора и его коллег, которые привели к лучшему пониманию характеристик и свойств ВВ, их интенсивности действия (мощности и давления). Эти исследования во многом являются новыми и дополняют химическую физику детонации. В разделе 6 ши-

роко освещены важные вопросы чувствительности ВВ к инициированию, безопасного размещения зарядов и оптимизации взрывчатых характеристик. В разделе 7 рассмотрены вопросы коллоидной химии водосодержащих ВВ и взрывных агентов — достаточно важной и сравнительно новой области исследований промышленных ВВ.

В то время как разделы 2—7 касаются вопросов химической физики ВВ с акцентированием роли водосодержащих ВВ и АС—ДТ, в разделах 8—10 рассматриваются в основном вопросы взрывного разрушения горных пород. В разделе 8 описаны исследования по сжимаемости твердых сред при ударных нагрузках, проникновению метаемых струй и отдельных частиц в них, а также поведение твердых сред при других экстремальных нагрузках. Именно в этом разделе наиболее очевидны дополнения к исследованиям, описанным в книге 1958 г. Однако в нем не все вопросы решены, остаются еще значительные проблемы для исследований в будущем.

Механика горных пород и разрушение пород взрывом составляют основное содержание разделов 9 и 10. Эти науки возникли в последние 20 лет. Накопленные в этих областях знания принесли большую пользу при решении теоретических и практических задач. Однако имеется ряд вопросов, которые требуют исследований и решений.

Наконец, раздел 11 посвящен важной проблеме состава газообразных продуктов взрыва при взрывных работах в подземных условиях. В этом разделе приведены данные о значительном улучшении состава газов взрыва при использовании водосодержащих ВВ научно обоснованной рецептуры, характеризующейся чувствительностью к передаче детонации на расстояние. Газы взрыва практически нетоксичны, если водосодержащие ВВ изготовлены в соответствии с рекомендациями, описанными в разделе 11.

МЕЛВИН А. КУК

1. НОВАЯ ЭРА ПРОМЫШЛЕННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

1.1. ОТКРЫТИЯ, ОЗНАМЕНОВАВШИЕ НОВУЮ ЭРУ

Современный ассортимент промышленных ВВ состоит из простейших взрывчатых смесей (ПВС) двух основных классов, представляющих собой сыпучие и водосодержащие взрывчатые смеси. ПВС типа аммиачной селитры — дизельное топливо (АС—ДТ) дешевле, но не всегда более экономичны. Простейшие водосодержащие взрывчатые смеси (ПВВС) более разнообразны по своему составу. Благодаря безопасности простейших взрывчатых смесей технология их изготовления представляет собой многотоннажное непрерывное механизированное производство с высокими скоростями транспортирования готовых смесей.

1.1.1 Пористые «гранулы»

Сухая взрывчатая смесь АС—ДТ является уникальной по своим свойствам, но относительно трудно поддается рецептурным изменениям. Низкая стоимость, простота производства и применения являются ее главными достоинствами. Низкая водоустойчивость, невысокие значения плотности, концентрации объемной энергии, скорости и давления детонации относятся к ее недостаткам. Тем не менее смесь АС—ДТ в настоящее время используют в значительно большем количестве, чем все другие промышленные ВВ вместе взятые.

АС—ДТ представляет собой бинарную смесь гранулированной аммиачной селитры (АС) и дизельного топлива (ДТ) с приблизительно нулевым кислородным балансом, что соответствует содержанию в смеси 94% АС и 6% ДТ. Содержание 6% ДТ в АС — ДТ увеличивает удельную теплоту взрыва с 1470 кДж/кг, соответствующую АС, до 3738 кДж/кг для смесей АС — ДТ с нулевым кислородным балансом.

Состав АС—ДТ не нов; он был известен с начала 60-х годов прошлого столетия, когда бризантные ВВ стали применять в промышленности. Этот состав широко использовался с начала 30-х годов нашего века во взрывчатой смеси нитрамон, герметично укупоренной в банки из жести. Новым в АС—ДТ было применение пористой гранулированной аммиачной селитры. Уникальность свойств и огромное промышленное значение АС—ДТ обусловливались физическими свойствами этих гранул, которые имели полезную пористость около 0,07 см^3/г и бесполезную пористость, в 2 раза большую[1]. Первая величина является идеальной для абсорбции именно такого количества ДТ, которое необходимо для получения оптимальной работоспособности, т. е. для обеспе-

[1] Под полезной порнстостью подразумевается объем пор, в которые может проннкать не растворяющая аммиачную селитру жндкость; под бесполезной порнстостью— замкнутые воздушные включения, в которые не может проникнуть жндкость.

чения приблизительно нулевого кислородного баланса смеси. Последнее значение пористости является идеальным для придания смеси АС—ДТ достаточно низкой плотности, необходимой для того, чтобы она детонировала с оптимальной эффективностью при надежном инициировании.

Интересно отметить, что усилия, направленные на снижение стоимости производства гранулированной АС для удобрений, привели к производству пористой селитры, использование которой в смеси АС—ДТ дало большие преимущества. Приблизительно до 1945 г. грануляционные башни производили методом разбрызгивания из «чаши» непористые, высокоплотные, характеризующиеся малой влажностью гранулы селитры. Чтобы снизить стоимость и увеличить объем производства, а также улучшить сыпучесть гранул, допустимые пределы содержания влаги были увеличены. В результате этого гранулы теряли влагу после, а не во время образования частиц в соплах распылителя, что привело к высокой пористости новых гранул.

Специалисты по ВВ для использования во взрывчатых смесях вначале предпочитали сухой непористый продукт и, таким образом, отвергали новую селитру из-за ее повышенной влажности и низкой плотности. Однако спустя 10 лет пористую гранулированную аммиачную селитру стали применять в качестве основного компонента весьма эффективной ПВС. Причиной катастрофического взрыва, произошедшего в апреле 1947 г. в Техас-Сити, было применение пористой селитры. Эта катастрофа случайно выявила сенсибилизирующее действие горючих добавок к АС и указала путь к созданию смеси АС—ДТ с высокой работоспособностью при низкой стоимости. Заинтересованность потребителей смеси АС—ДТ, изготовляющих ее на месте взрывных работ, позволила позднее без капиталовложений совершить скачок в производстве промышленных ВВ. Специалисты по ВВ сначала надеялись, что изготовление смеси АС—ДТ на месте производства взрывных работ вскоре прекратится. Однако позже, с некоторым запозданием, они приняли участие в усовершенствовании производства смесей АС—ДТ на месте применения.

Успешное применение смесей АС—ДТ с 1956 г. объяснялось тем, что профессор колледжа разъяснил изготовителям ВВ на местах важность обеспечения нулевого кислородного баланса для придания этой смеси оптимальной работоспособности и детонационной способности. Вначале пытались применять даже не пропитанные топливом гранулы селитры, но затем установили преимущества «омасливания» их, хотя мало уделяли внимания вопросу оптимальной впитывающей способности гранул. Оптимальная смесь, содержащая 94% АС и 6% ДТ, получила широкое применение вначале в виде составов, изготовляемых на месте производства взрывных работ.

1.1.2. Разработка водосодержащих составов

По аналогии с неводоустойчивыми смесями АС—ДТ была поставлена задача разработать взрывчатые смеси местного изготовления, которые были бы пригодны для заряжания мокрых и обводненных

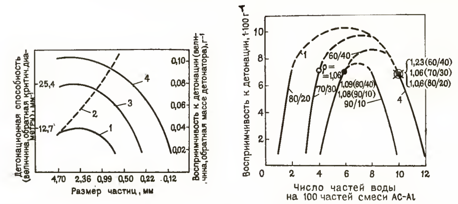


Рис. 1.1. Зависимость детонационной способности водосодержащих взрывчатых смесей от размера частиц тротила:

1 — ВВ с 20% тротила; *2* — сухой тротил, а также фракции, прошедшие через сито с отверстиями размером 0,22 мм; *3* — ВВ с 30% тротила; *4* — ВВ с 50% тротила

Рис. 1.2. Влияние содержания воды на восприимчивость к детонации смеси АС—Al

скважин. Разработке таких взрывчатых смесей были предпосланы следующие концепции.

1. Если нельзя бороться с водой, наполняющей скважины, то следует ее присоединить к взрывчатой смеси.

2. Высокая водоустойчивость водосодержащих смесей может быть достигнута при минимальном количестве воды в составе. Кроме того, вода из скважины не должна проникать в состав ВВ или проникновение ее должно быть минимальным.

3. Благодаря сильно экзотермической реакции алюминия с водой представляют определенный интерес ПВВС, сенсибилизированные алюминием, которые могут быть способными к детонации. При этом аммиачная селитра должна оставаться главной составной частью состава и основным источником кислорода.

Успешная проверка в производственных условиях идей М. Кука и Г. Фарнама [5] о ПВВС типа сларри привела к появлению двух основных патентов: патенту США 2930685 (март 1960) и патенту США 3121036 (февраль 1964), причем последний был приблизительно через год переиздан (Re 25695, декабрь 1964). В последующих экспериментальных исследованиях были обнаружены два новых положения. Одно из них заявлено в патенте 2930685. Оно заключалось в том, что крупный ТНТ является намного более эффективным сенсибилизатором, чем мелкий ТНТ (рис. 1.1). Другое положение, заявленное в патенте 25695, состояло в том, что смеси аммиачной селитры, алюминия и 10—12% воды (не обязательно типа сларри) являются более чувствительными по сравнению с соответствующими сухими смесями аммиачной селитры с алюминием (рис. 1.2). Оба эти открытия противоречили известным до этого времени положениям теории создания смесевых ВВ. Что касается эффективности крупного ТНТ, то прежде было известно,

что чувствительность ВВ повышается с увеличением дисперсности твердого сенсибилизатора или, напротив, уменьшается с увеличением размера его частиц.

Хотя теоретического объяснения этим двум важным открытиям М. Кука и Г. Фарнама еще не было дано, внедрение их в промышленность было безусловно целесообразным.

1.1.3. Инициирование водосодержащих взрывчатых веществ промежуточными детонаторами

Взрывчатые смеси, характеризующиеся низкой восприимчивостью, требуют для возбуждения взрыва применения мощного промежуточного детонатора. При выборе промежуточного детонатора для сларри важно было обеспечить высокое давление детонации применением высокобризантных ВВ. Для инициирования водосодержащих ВВ применили литой пентолит и другие промежуточные детонаторы, характеризующиеся высоким давлением детонации. Этим был обеспечен успех

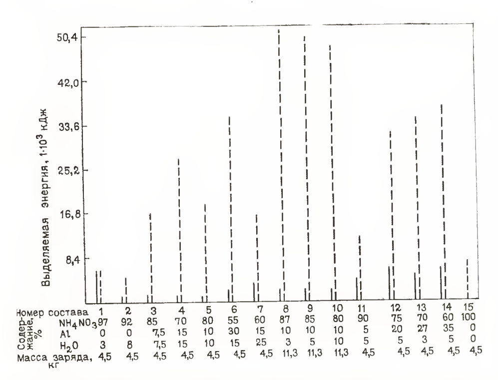


Рис. 1.3. Измеренная (сплошные линии) и расчетная (пунктирные линии) работоспособность по Граделю и Шаадту для водосодержащих взрывчатых смесей, сенсибилизированных алюминием

их эффективного внедрения в промышленность. В других случаях из-за применения недостаточно мощных промежуточных детонаторов были получены неудовлетворительные результаты. Так, Градел и Шадт [9] получили отрицательные результаты при использовании кумулятивных зарядов для инициирования смесей аммиачной селитры с алюминием и водой, при этом они использовали также несенсибилизированный сорт алюминия (R12120).

Из приведенных на рис. 1.3 данных следует, что лишь для смеси, содержащей 97% селитры и 3% воды, практически выделяемое количество энергии соответствует расчетному значению.

1.2. ИЗ ИСТОРИИ РАЗВИТИЯ ПРОМЫШЛЕННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

Главные события в развитии ВВ приведены в хронологическом порядке.

1. Дымный порох. По-видимому, изобретен в Китае до XII в. В течение первых 400 лет применялся только в военных целях; приблизительно до 1930 г. имел военное и промышленное применение.
2. Гремучая ртуть. Впервые получена Говардом в 1800 г.
3. Нитроглицерин. Впервые получен в 1845 г. Собреро.
4. Нитроцеллюлоза. Впервые получена Шонбайном в 1846 г.
5. Динамит и «обычный» детонатор. Изобретены Нобелем в 1860 г.
6. Открытие явления детонации. Детонация в газах, открытая в 1881 г. Бертло и Вьелем и независимо от них Малляром и Ле-Шателье. Детонация в конденсированных ВВ, вероятно, впервые замечена в конце XIX в. — начале XX в., т. е. спустя примерно 100 лет после того как были впервые синтезированы бризантные ВВ или 30—40 лет после изобретения Нобеля.
7. Самый большой взрыв, зафиксированный историей, — Кракатоа — 1883 г. (возможно в 1000 раз превышающий взрыв самой мощной водородной бомбы). Возможно, что раза в четыре более мощный взрыв мог уничтожить древние Минойскую и Критскую цивилизации в Средиземноморье около 1570 г. до н. э. (География наций, май 1972, стр. 702—726). Этот страшный взрыв отмечен только в «истории, записанной породами». Достаточно отметить, что при этом взрыве поверхностный слой земли был уничтожен на площади 83 км² и число человеческих жертв было, вероятно, больше, чем при взрыве Кракатоа, при котором площадь уничтоженного поверхностного слоя составила 21 км² и погибло около 36 000 человек.
8. Порох. Применение дымного пороха прекращено в 1930 г., за исключением использования в огнепроводных шнурах и для специальных целей. Бездымный порох разработан для пушек около 1900 г.
9. Электродетонатор и детонирующий шнур примакорд и кордо. Основные промышленные разработки относятся к 1900—1930 гг.
10. Промежуточные детонаторы для инициирования нечувствительных вторичных ВВ. (Наум, 1923 г.; Вудбери и Керст, 30-е годы).

11. Разработка первых взрывчатых смесей нитро-карбо-нитратов.
1. Нитрамон (Керст, Вудбери и Маккой, 1931 г.).
2. Нитрамон А (Кук, 1938 г.).
12. Миллисекундное замедление, взрывание с использованием электродетонаторов рокмастер и электродетонаторы с миллисекундным замедлением (фирма «Атлас Паудер Компани», 1945 г.).
13. Кумулятивные заряды.
1. Эффекты Мунро и Нейманна (1890—1913 гг.).
2. Разработка Базука — Мохаупт (1942 г.).
3. Разработка фирмы «Дюпон» (1942—1945 гг.).
4. Струйные перфораторы — фирма «Дюпон» (после второй мировой войны).
14. Атомные взрывчатые вещества.
2. Деление — США, 1944.
2. Синтез — США.
3. Разрушение Хиросимы и Нагасаки — август 1945, атомные взрывы.
15. Усовершенствованные динамиты и безнитроглицериновые, аммиачно-селитренные, чувствительные к капсюлю-детонатору ВВ, разработанные в 1930—1950 гг.
16. ВВ для военных целей (ТНТ, гексоген, «толы», тэн, пентолиты, галит, тетрил, пластичные и алюминизированные ВВ) — с начала второй мировой войны, ТНТ — до первой мировой войны.
17. Современные простейшие взрывчатые смеси.
1. Аммиачная селитра для удобрений, взрывы в Техас-Сити, Бресте (Франция) и на Черном море, 1947.
2. Смесь АС—ДТ. На железорудных открытых горных разработках Месаби и Мичигана — начата «Кливленд-Клиффс Майнинг Компани», 1955 г.
3. Текучие водосодержащие ВВ. Кук и Фарнам (ТНТ и алюминизированное водосодержащее ВВ — патент США 2930685, 1960 г.; повторный патент 25695, 1964 г.), 1956—1957 гг.
4. Водосодержащие ВВ без алюминия, сенсибилизированные нефтяным топливом. Фирма ИРЕКО, 1963 г.
18. Бестарное применение, смешение и заряжание взрывчатых смесей на месте производства взрывных работ.
1. Смесь АС—ДТ:
а) железорудная компания Канады — компания «Канадиен Индастрис Лимитед» (Фарнам, Галлахер), 1958;
б) зарядная машина фирмы «Америнд», созданная, по-видимому, на разработках железорудной компании Канады и компании «Канадиен Лимитед», 1960.
2. Текучие водосодержащие взрывчатые смеси:
а) смешение и заряжание на месте производства взрывных работ (SMS). Патенты США 3303738 и 3380333, фирма ИРЕКО, 1963;
б) текучая водосодержащая взрывчатая смесь, изготовляемая на смесительной установке и закачиваемая в скважины на месте производства взрывных работ (фирма «Геркулес», 1963).

19. Взрывчатая смесь преджел — фирма ИРЕКО, 1969.

20. Взрывчатая смесь ДБА-22М применялась в промышленности для выемки грунта в больших портах, 1969 (фирма ИРЕКО, патенты США 3658607 и 3646844, 1972)*.

21. Иремайт — ПВВС типа сларри, приготовленные без взрывчатых сенсибилизаторов, но чувствительные к капсюлю-детонатору, 1971 (патент США 36601181, 2 мая 1972 г., фирма ИРЕКО).

22. Сларри с метиламиннитратом (МАН) — фирма «Дюпон», 1969 (патент США 3431155, 4 марта 1969).

23. Иреджел — разновидность 600, фирма ИРЕКО, 1972.

1.3. ЭРА ПРИМЕНЕНИЯ ДЫМНОГО ПОРОХА

До 1860 г. дымный порох был единственным ВВ, используемым в основном в военном деле, а позднее в качестве промышленного ВВ. Происхождение дымного пороха неизвестно, но оно датируется самое позднее XII в. и приписывается различным исследователям: Марку Греку, Альберту Магнусу, Роджеру Бекону, Бертольду Шварцу и китайцам (по сообщению Марко Поло после его путешествий в Китай). «Греческий огонь», возможно некоторым образом связанный с дымным порохом, применялся при обороне Константинополя в VII в.

Дымный порох является хорошо перемешанной, мелкогранулированной смесью селитры (нитрат натрия или нитрат калия) с серой (сера) и древесным углем (углеродом). Рецептура состава дымного пороха, применяемого в XX в., была близкой к следующей: 75% нитрата натрия, 15% серы и 10% угля.

Основу процесса горения дымного пороха составляют экзотермические реакции. Дымный порох используют и в настоящее время в качестве воспламенителей в огнепроводных шнурах и в учебных взрывателях, где его не удается ничем заменить.

Реакции горения дымного пороха достаточно сложны; они включают среди других возможных продуктов образование таких соединений, как Na_2SO_4, Na_2SO_3, Na_2S, SO_2, CO_2 и CO. Для смеси $NaNO_3$—S—C с нулевым кислородным балансом возможно следущее уравнение реакции:

$$2NaNO_3 + S + C \longrightarrow Na_2SO_4 + CO_2 + 815{,}5 \text{ кДж.} \qquad (1.1)$$

При этом теплота взрыва $Q = 3822$ кДж/кг; число молей газа $n = 4{,}7$ моль/кг.

По крайней мере имеются еще три другие общие реакции, которые могут протекать в этой смеси (при этом фактическая реакция будет

* ДБА-22М использовалась для снаряжения 7,5-тонной бомбы, применявшейся для расчистки джунглей во Вьетнаме.

представлять собой некую комбинацию из этих всех четырех реакций), а именно:

$$2NaNO_3 + S + 1,5C \longrightarrow Na_2SO_3 + 1,5CO_2, \quad (1.2)$$

$Q = 2604$ кДж/кг; $n = 6,9$ моль/кг;

$$2NaNO_3 + S + 3C \longrightarrow Na_2S + 3CO_2, \quad (1.3)$$

$Q = 2604$ кДж/кг; $n = 12,6$ моль/кг;

$$2NaNO_3 + S + 3C \longrightarrow Na_2SO_4 + 2CO, \quad (1.4)$$

$Q = 2850$ кДж/кг; $n = 8,9$ моль/кг.

CO может, конечно, также образовываться одновременно с Na_2SO_3 и Na_2S.

Для дымного пороха характерно следующее:

1) теплота взрыва несущественно зависит от кислородного баланса;

2) из-за небольшого общего объема газообразных продуктов взрыва оптимальным режимом его разложения следует считать уравнения, рассчитанные между реакциями (1.2) и (1.4);

3) произведение Qn, которое является приблизительной характеристикой работоспособности, соответствует максимальному значению для смеси с заметно отрицательным кислородным балансом — уравнения разложения между реакциями (1.2) и (1.4). Предполагается, что сбалансированной по кислороду является реакция (1.1), в соответствии с которой кислородный баланс отдельных составных частей составит для нитрата натрия +47,5%, для серы — 100% и для угля —266%.

В то время как в дымном порохе, предназначенном для промышленного использования, применяли нитрат натрия, в продукте, предназначенном для использования в военных целях, применяли нитрат калия, отличающийся меньшей гигроскопичностью.

Дымный порох имеет некоторые уникальные свойства:

он является ВВ дефлаграционного типа; никому не удалось получить детонацию дымного пороха и он, по-видимому, не способен детонировать ни при каких условиях;

благодаря высоким адиабатичности процесса и температуре взрыва, а также большому содержанию твердых веществ в продуктах взрыва дымный порох является превосходным, практически непревзойденным воспламеняющим агентом для возбуждения процесса горения в детонаторах, в запалах (для военных целей) и в инициирующих ВВ (гремучая ртуть, смесь хлората калия с гремучей ртутью в соотношениях, соответственно равных 90 : 10 и 80 : 20);

вследствие относительно низкого давления продуктов взрыва дымный порох в наибольшей степени пригоден для добычи крупноблочного камня и крупнокускового угля. До начала второй мировой войны значительные усилия были предприняты для того, чтобы воспроизвести эффект, получаемый при применении дымного пороха в более безопас-

ных и более экономичных аммиачно-селитренных ВВ. Это было необходимо для получения при взрывных работах крупнокускового угля. Вскоре потребность в крупнокусковом угле отпала, но поставленная задача не была решена.

1.4. ЭПОХА ПРИМЕНЕНИЯ ДИНАМИТА [10]

В 1800 г. Говардом в Англии впервые была получена гремучая ртуть, а нитроглицерин и нитроцеллюлоза были получены соответственно в 1845 и 1846 гг. почти одновременно в Италии (Собреро) и Швейцарии. В 60-х годах Нобель изобрел простой (обычный) капсюль-детонатор на основе гремучей ртути, динамиты, основным компонентом которых являлся нитроглицерин, а позднее — желатинированный нитроглицерин. В качестве желатинизирующего нитроглицерин агента была использована нитроцеллюлоза. Несмотря на то что эти разработки Нобеля были сделаны до 1881 г., когда был открыт процесс детонации, они ознаменовали начало промышленного производства бризантных или детонирующих ВВ. Приблизительно до конца XIX и начала XX в. гремучая ртуть и динамиты все еще не были достаточно исследованы и определены соответственно как первичное и вторичное детонирующие ВВ.

Открытие динамита Нобелем произошло случайно. При перевозке взрывчатое масло, как раньше называли нитроглицерин, пролилось в кизельгур, который использовали при упаковке [11]. Обнаружив, что кизельгур поглощает нитроглицерина в 3 раза больше своей массы, Нобель стал поставлять на рынок первый из динамитов — смесь, состоящую из 75% нитроглицерина и 25% кизельгура. Однако исследователь вскоре понял, что хотя кизельгур и является превосходным поглотителем нитроглицерина, он все же заметно уменьшает энергию взрыва. Поэтому Нобель заменил кизельгур более активными абсорбентами, основанными на так называемом сбалансированном поглотителе, представляющем собой сбалансированную по кислороду смесь нитрата натрия с целлюлозным материалом, например древесной целлюлозой. Уступая по абсорбирующим свойствам кизельгуру, сбалансированный поглотитель позволял ввести в динамит до 60% нитроглицерина. Тем не менее 60%-ный страйт-динамит на основе сбалансированного поглотителя был мощнее и дешевле динамита с кизельгуром.

Нобель разработал различные сорта страйт-динамитов, содержащих до 60% нитроглицерина. Обнаружив, что нитроглицерин желатинируется приблизительно 8% нитроцеллюлозы (при этом получается очень плотный гель), он позднее разработал динамиты, эквивалентные по энергии взрыва 100%-ному содержанию нитроглицерина. Этот продукт был назван гремучим студнем. Гремучий студень содержал также 1 или 2% стабилизатора (чтобы стабилизировать нитроглицерин нейтрализацией избыточной кислоты) и имел энергию взрыва, приблизительно равную 100%-ному нитроглицерину. Разбавляя гремучий студень сбалансированным поглотителем, Нобель разработал серию желатинированных страйт-динамитов, отличающихся работоспособно-

стью в зависимости от содержания в смеси нитроглицерина вплоть до 100%-ного его содержания. Работоспособность их оценивали по суммарному процентному содержанию нитроглицерина и нитроцеллюлозы. В конце концов страйт-динамиты стали эталоном при определении работоспособности различных ВВ.

В начале 60-х годов прошлого столетия Олссон и Норрбин установили, что аммиачную селитру можно сенсибилизировать большим количеством разнообразных горючих добавок, включающих углеродистые и целлюлозные материалы. Кроме того, ими было обнаружено, что нитрат натрия в составе динамита можно заменить аммиачной селитрой. С этого времени аммиачная селитра явилась основой для «аммонийных поглотителей», в которых вместо нитрата натрия использовали аммиачную селитру. Аммиачно-селитренные поглотители обеспечивали более высокую энергию взрыва по сравнению с поглотителями, основанными на нитрате натрия, и позволяли получать значительную экономию от снижения содержания нитроглицерина в данном классе динамита. Нобель приобрел патент на аммиачно-селитренные ВВ и использовал аммиачно-селитренные поглотители в динамитах и желатин-динамитах для расширения ассортимента этих ВВ. Содержание нитроглицерина (или нитроглицерина и нитроцеллюлозы) в аммон-динамитах было ниже, чем в страйт-динамитах или в страйт-желатин-динамитах или в желатинированных страйт-динамитах, благодаря более высокому энергетическому вкладу аммиачно-селитренных поглотителей по сравнению с поглотителями, содержащими нитрат натрия.

Промежуточное положение между аммон-динамитами и аммон-желатин-динамитами заняли полужелатинированные составы (например, гелекс фирмы «Дюпон»), в которых применялся частично желатинированный нитроглицерин. Полужелатинированные составы, широко распространенные в 40-х годах, содержали как жидкий, так и желатинированный нитроглицерин. (В данном случае гель являлся просто загущенной жидкостью; он имел жидкую фазу и субмикроскопическую сплошную твердую фазу). Одновременно с ростом объема применения индивидуальных химических ВВ и все растущей потребностью в источниках взрывной энергии эпоха динамита, так же как и эпоха дымного пороха, характеризовалась многочисленными несчастными случаями вследствие высокой чувствительности нитроглицерина, дымного пороха и капсюля-детонатора. Поэтому перед исследователями в первой половине XX в. была поставлена задача снижения чувствительности ВВ. Одна из фундаментальных разработок этого периода — создание комбинированного электродетонатора, состоящего из первичного инициирующего и вторичного бризантного ВВ. Другой разработкой было снижение температуры замерзания нитроглицерина смешением его с этиленгликольдинитратом (нитрогликолем), эффективным аналогом и полноценным заменителем нитроглицерина по мощности и смешивающимся с последним во всех соотношениях.

Если гремучая ртуть или смеси хлората калия с гремучей ртутью обеспечивали в детонаторе воспламенение, переход горения в детонацию и формирование детонационной волны высокой интенсивности

во вторичном ВВ, отдельные химические вещества выполняют каждую из этих функций более эффективно и с большей безопасностью. Комбинированный электродетонатор, который в значительной степени заменил «обычный» хлоратно-гремучертутный капсюль-детонатор, был важным изобретением последних лет XIX и начала XX в. В комбинированном капсюле детонирующая смесь, очень чувствительная к воспламенению и способная распространить высокотемпературное пламя или даже почти детонационную волну инициирующего ВВ, составляла первый элемент (например, стифнат свинца или диазодинитрофенол). Следующий элемент состоял из инициирующего ВВ, например из азида свинца, а мощное вторичное ВВ (сначала тетрил, а позднее тэн, гексоген или октоген) составляло основной заряд электродетонатора, причем воспламенение осуществлялось при помощи плавкого «проволочного мостика».

Во второй половине эпохи применения динамита можно отметить важное достижение, которое заключалось в расширении области использования сбалансированных смесей аммиачной селитры с горючими добавками и аммиачно-селитренных ВВ — самого дешевого источника энергии взрыва. Расширение области применения аммиачно-селитренных ВВ осуществлялось в двух направлениях: 1) за счет максимального использования сбалансированных смесей аммиачной селитры с горючими добавками (или аммонийных поглотителей) в динамитах, при этом существенно повышалась водоустойчивость этих смесей, и 2) созданием рецептур безнитроглицериновых, аммиачно-селитренных ВВ. Быстрое, все расширяющееся применение аммиачной селитры в последней половине динамитной эпохи обусловливалось не только экономической выгодой, а также преимуществами аммиачно-селитренных смесей по безопасности. Таким образом, удалось уменьшить аварийность, связанную с применением динамитов.

Сбалансированные аммиачно-селитренные взрывчатые смеси благодаря низкой чувствительности были достаточно безопасными при производстве, обращении и транспортировании. По этой же причине они также были нечувствительными к первичным средствам инициирования при применении. Кроме того, аммиачно-селитренные ВВ обычно в значительной степени десенсибилизировались при увлажнении из-за высокой гигроскопичности и хорошей растворимости аммиачной селитры в воде.

Исследования и разработки не решили полностью проблемы влаго- и водоустойчивости; все способы, разработанные для придания водоустойчивости динамитам и аммиачно-селитренным ВВ, приводили к значительному удорожанию ВВ. Кроме того, покрытие аммиачной селитры водоотталкивающими веществами, такими, как стеарат кальция и смесь петролатума, смолы и парафина, обеспечивало эффективную водоустойчивость в течение нескольких часов при атмосферном давлении, но было сравнительно неэффективным при избыточном давлении $10{,}5 \cdot 10^4$—$21 \cdot 10^4$ Па; этот способ был также малоэффективным для снижения увлажняемости составов. Водоотталкивающие добавки в значительной степени снижали и без того низкую детонационную способность безнитроглицериновых аммиачно-селитренных ВВ, поэто-

му единственное ВВ этого типа (нитрамоны), получившее широкое применение, для обеспечения водоустойчивости упаковывалось герметично в жестяные банки.

В аммон-динамитах использование покрывающих аммиачную селитру добавок и предварительно желатинированных крахмала и гуаргама, препятствующих диффузии воды, оказалось более успешным, так как даже небольшое содержание нитроглицерина обычно обеспечивало детонационную способность, достаточную для преодолевания десенсибилизирующего действия и повышающих водоустойчивость добавок. Тем не менее водоустойчивость аммон-динамитов, защищенных от воды подобным образом, не была полностью удовлетворительной, особенно в тех случаях, когда они применялись при высоких гидростатических давлениях. В аммон-динамит, так же как и в безнитроглицериновые аммиачно-селитренные составы, вода будет проникать относительно длительный период времени только при нулевом избыточном давлении, при избыточном давлении $10{,}5 \cdot 10^4$—$21 \cdot 10^4$ Па вода будет проникать в порошкообразное вещество за время от нескольких часов до нескольких минут. Кроме того, целлюлозные материалы имеют тенденцию снижать температуру самовоспламенения и разложения, т. е. снижают термическую стабильность аммиачной селитры [8].

Один из наиболее эффективных способов обеспечения водоустойчивости безнитроглицериновых аммиачно-селитренных ВВ был реализован в 30-х годах фирмой «Дюпон» при разработке нитрамона (патент США 1992216, 1934 г.). Он заключался в упаковке сбалансированных смесей аммиачной селитры с горючими добавками в герметичные металлические оболочки для защиты продуктов от воздействия воды и влаги. Это изобретение было столь эффективным, что с 1934 по 1955 г. нитрамоны оказались наиболее популярными промышленными ВВ, особенно при ведении взрывных работ на открытой поверхности. Нитрамон S, имеющий более высокую детонационную способность, также широко применяли при сейсморазведке. Наиболее известным из нитрамонов был нитрамон А, разработанный автором и содержащий аммиачную селитру, динитротолуол, стеарат кальция, ферросилиций. Его плотность 1,3 г/см³ была значительно выше плотности ранее разработанных аналогичных ВВ. Плотность нитрамона В, состоящего из 92% аммиачной селитры, 4% динитротолуола и 4% парафина, составила 1,15 г/см³. Нитрамон С, содержащий 94,5% аммиачной селитры и 5,5% парафина, имел плотность около 0,85 г/см³.

Росси в работе [12] сделал интересное заявление о том, что впервые простейшие ВВ начали применять в Советском Союзе в 1934 г. под названием динамонов. В США простейшие ВВ стали выпускать в 1935 г. под названием нитрамонов. Далее он констатировал, что в конце 50-х годов в СССР и за рубежом началось производство простейших ВВ. Сказанное относилось к игданитам, т. е. смесям гранулированной аммиачной селитры с дизельным топливом.

Применение нитрамонов ограничивалось большей частью использованием больших зарядов: диаметром 101,6—254,0 мм и длиной 254 мм. Нитрамон S, имеющий более высокую детонационную способность, выпускали в оболочках диаметром 50,8; 63,5 и 76,2 мм, которые

можно было составлять (свинчивать) вместе по длине с образованием непрерывной колонки без зазора между отдельными банками. Таким образом, оказалось возможным обеспечить надежную детонационную способность этого ВВ.

Несмотря на упаковку в жестяные банки, нитрамон не был абсолютно водоустойчив при всех условиях применения. Например, не всегда оказывалось возможным предотвратить проникновение воды в банки с ВВ, особенно при высоком гидростатическом давлении или при заряжании в скважины с острыми неровностями на стенках, которые часто вызывали разрыв банок. В этих случаях проникновение воды в нитрамон приводило в основном к отказу, если оно не было предварительно обнаружено и поврежденные заряды не были изъяты из скважины.

В 1940 г. автор по-новому решил проблему водоустойчивости безнитроглицериновых аммиачно-селитренных ВВ. Для придания водоустойчивости был предложен эффективный и экономичный способ водонаполнения ВВ, успешно используемый в настоящее время. Он основан на малой скорости диффузии воды через неплотности в закрытые банки и из них. При этом используется малое свободное пространство для ограничения поглощения воды через неплотности при наличии давления и учитывается тот факт, что общий объем водного раствора аммиачной селитры больше суммарного объема его отдельных компонентов, т. е. непористое вещество в растворе аммиачной селитры в воде набухает, вследствие чего появляется тенденция к выталкиванию раствора обратно через место проникновения воды. Сбалансированные аммиачно-селитренные смеси, сенсибилизированные ВВ, были изготовлены с пластификатором [$Ca(NO_3)_2$, $NH_2C(NH)NH_3NO_3$ и NH_3], получаемым на месте при нагревании аммиачной селитры с $CaCN_2$ по типу процесса Вудбери—Врайтсмана (патент США 1663572, 1936 г.), что позволяло легко уплотнять получаемую смесь до плотности монокристалла, при этом она все еще оставалась свежей, горячей и пластичной. Комки массы затем плотно набивали в банки, так что, когда эти заряды подвергались действию высокого гидростатического давления (заряд в этом случае был использован в глубоких нефтяных скважинах при гидростатических давлениях, превышающих иногда $21 \cdot 10^5$ Па), банки деформировались. В этих случаях около 2—5% воды могло проникнуть в безнитроглицериновое аммиачно-селитренное ВВ [1]. Это небольшое количество воды и медленная диффузия практически не ухудшали свойства продукта, а расширение раствора аммиачной селитры в воде препятствовало дальнейшему проникновению воды в продукт. В результате этого была достигнута высокая водоустойчивость. Сотни глубоких скважин были взорваны в условиях различных гидростатических давлений. Этот способ позволил более эффективно применять упомянутые ВВ по сравнению с составами, содержащими «отвержденный» и жидкий нитроглицерин, и снизить опасность при производстве взрывных работ. К сожалению, подкисление скважинных вод для повышения проницаемости нефтеносного пласта заставило отказаться от применения метода взрывных работ. В настоящее время намечается возврат к использованию взрывного метода, который

теперь оказывается более предпочтительным благодаря наличию лучших, более экономичных текучих водосодержащих ВВ, наиболее подходящих для ведения взрывных работ в глубоких скважинах.

1.5. ПЕРИОД ПРИМЕНЕНИЯ ПРОСТЕЙШИХ ВЗРЫВЧАТЫХ СМЕСЕЙ [2—6]

Вторая половина XIX в. оказалась весьма плодотворной в развитии промышленных ВВ. 60-е годы были годами создания динамитов, основного вида промышленных ВВ. Взрывчатые смеси достигли господствующего положения в промышленности в 60-х годах XX в. и можно предположить, что они будут иметь доминирующее положение по крайней мере до конца века. Точно так же как ассортимент динамитов 60-х годов XIX в. состоял из нескольких десятков сортов, так и ассортимент взрывчатых смесей в 60-х годах XX в. насчитывал примерно такое же число рецептур. Патенты на динамиты и капсюль-детонатор были выданы в 60-х годах прошлого столетия; взрывчатые смеси и средства их инициирования описаны в патентах на ВВ 60-х годов.

Метод ведения взрывных работ с использованием патронов и детонаторов возник с появлением динамитов, чувствительных к действию капсюля-детонатора. Благодаря меньшей чувствительности к механическим воздействиям оказалось возможным организовать механизированное, крупнотоннажное производство взрывных смесей на местах ведения взрывных работ, а также осуществить механизированное заряжание их. Надо полагать, что применение взрывчатых смесей будет продолжаться по крайней мере до конца настоящего века.

Термин «простейшая взрывчатая смесь», широко применяемый в настоящее время, был обычным для аммиачно-селитренных ВВ, сенсибилизированных горючими добавками, причем эти добавки сами по себе были невзрывчатыми. Взрывчатые смеси, не чувствительные к капсюлю-детонатору, для возбуждения детонации требовали применения мощного промежуточного детонатора. Подобно перхлорату аммония,

ТАБЛИЦА 1.1

Аммиачная селитра (АС) и перхлорат аммония (ПА) как взрывчатые вещества

ВВ	Покрытие частиц	Размер фракции между ситами с отверстиями размером, мм	Плотность, г/см³	Критический диаметр детонации, мм	Масса минимального промежуточного детонатора*, г
АС	Нет	—0,208+0,074	1,02	127	150
ПА	»	—0,208+0,074	1,21	127	230
АС	»	+0,833	0,86	508	1000
АС	0,01%	+0,833	0,86	203	380
АС	Кизельгур	+0,833	0,82	Отказывает в зарядах диаметром 508 мм	Отказывает

* Литые шашки из смеси тэна с 50% тротила или эквивалентного ей ВВ.

который в чистом виде ошибочно считается невзрывчатым продуктом, тонкодисперсная аммиачная селитра является ВВ (табл. 1.1).

Первые взрывчатые смеси по чувствительности были сравнимы с перхлоратом аммония и аммиачной селитрой без обволакивающих покрывающих частицы ВВ добавок.

1.5.1. Водосодержащие взрывчатые вещества

Водосодержащие ВВ представляют собой аммиачно-селитренные составы, сенсибилизированные горючими добавками. Иногда в водосодержащие ВВ кроме аммиачной селитры вводят другие окислители, такие, как нитрат натрия или перхлорат натрия, в которых твердые горючие добавки и часть окислителя диспергированы в сплошной жидкой среде, главным образом в водном растворе (с добавкой или без добавления других полярных растворителей), причем эта смесь часто содержит большее или меньшее количество пузырьков воздуха. На рис. 1.4 приведена фотография одного из первых промышленных составов водосодержащих ВВ, изготовленного в 1960 г.

Под простейшими взрывчатыми смесями подразумевают намного менее опасные в обращении взрывчатые составы по сравнению с теми, для которых принято название «взрывчатые вещества». Поэтому не чувствительные к капсюлю-детонатору водосодержащие ВВ также могут быть названы простейшими водосодержащими взрывчатыми смесями. Составы, в которых использованы мощные ВВ, являются в основном менее чувствительными ко всем видам инициирования и менее опасными в обращении благодаря наличию воды в составе, чем другие ВВ, включая и относительно нечувствительную смесь АС—ДТ. Раньше это название вызывало возражение; в настоящее время в США имеется тенденция применять термин «простейшие» для всех водосодержащих ВВ — и чувствительных и не чувствительных к капсюлю-детонатору на основании того, что они являются явно более безопасными, чем какой-либо другой класс ВВ. Во всяком случае все теперь согласны с тем, что не чувствительные к детонатору водосодержащие ВВ должны классифицироваться как ПВВС. По принятой классификации водосодержащие составы называются водосодержащими взрывчатыми веществами (ВВВ), если они сенсибилизированы взрывчатыми соединениями (например, тротилом, бездымным порохом, мощным бездымным порохом, содержащим динитрат или тринитрат целлю-

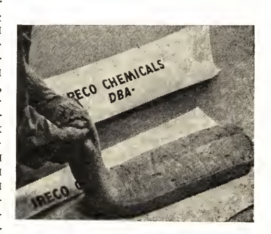


Рис. 1.4. Патронированная алюминизированная водосодержащая взрывчатая смесь ДБА

лозы и простейшими взрывчатыми водосодержащими смесями (ПВВС), если горючий компонент не является взрывчатым, например алюминий, сера и (или) твердые растворимые или не растворимые в воде углеводороды. Для чувствительных к детонатору водосодержащих ВВ используется термин «водосодержащие взрывчатые вещества».

1.5.2. Эволюция смесей АС — ДТ

В то время как изобретения ВВВ и ПВВС были запатентованы, смеси АС—ДТ производились стихийно на местах применения промышленных ВВ. Развитие производства смесей АС—ДТ вначале происходило при сильной оппозиции со стороны изготовителей ВВ. В развитии и разработке смесей АС—ДТ можно выделить четыре стадии.

1. Гранулированная аммиачная селитра, входящая в состав АС—ДТ, была разработана в начале 40-х годов XX в. для применения в качестве удобрения и первоначально признавалась негодной для изготовления ВВ из-за слишком крупного размера частиц, высокой влажности и низкой плотности. Аммиачная селитра, предназначенная для изготовления ВВ, была непористой и поэтому неэффективной в смесях АС—ДТ, за исключением тонкодисперсного сорта ее.

2. Катастрофические взрывы кораблей, загруженных аммиачной селитрой для удобрений, происшедшие в 1947 г. в Техас-Сити и Бресте (Франция), а немногим более года спустя и в Черном море, навели научно-техническую общественность и особенно владельцев горных предприятий, которые несли тогда большие расходы вследствие высокой стоимости ВВ, на мысль, что АС является дешевым, мощным ВВ с широкими возможностями применения при взрывных работах.

3. Горные инженеры попытались (в середине 1950 г.) применить аммиачную селитру в качестве ВВ в скважинах большого диаметра на железорудных месторождениях Мичигана и Северной Миннесоты. Применяемая ими аммиачная селитра была в десенсибилизированной форме и отличилась от аммиачной селитры для удобрений, с которой имели место катастрофы. Попытки применения этой селитры в качестве ВВ оказались не совсем удачными, так как ее использовали в скважинах большого диаметра и в качестве промежуточных детонаторов применялись динамитные заряды большой массы. Убедившись в необходимости сенсибилизации аммиачной селитры горючими добавками, позже на каждый мешок селитры для удобрений добавляли 3,785 л нефтяного масла. Такая смесь имела повышенную работоспособность.

4. В октябре 1956 г. в университете штата Миннесота состоялся симпозиум, на котором присутствовали горные инженеры и специалисты по ВВ. Они много сделали в области механизации изготовления и стандартизации смесей АС—ДТ. Наш вклад в развитие смесей АС—ДТ состоит в разработке более экономичного промежуточного детонатора, который в настоящее время широко применяется при взрывных работах на карьерах.

Аммиачная селитра для удобрений, которая детонировала при катастрофических взрывах, для предотвращения слеживания была по-

крыта приблизительно 1% воска, который, кроме того, являлся одновременно и горючим, и сенсибилизатором для аммиачной селитры. Это количество воска соответствовало максимуму чувствительности бинарной смеси с селитрой. Даже стехиометрическая смесь (94,5% аммиачной селитры с 5,5% воска, нитрамон С), соответствующая нулевому кислородному балансу и широко используемая в качестве взрывчатой смеси, около 20 лет была заметно менее чувствительной. Относительно высокая чувствительность покрытой воском аммиачной селитры для удобрений, а также большая масса заряда (в каждом случае взрывались корабли, загруженные 3000—4000 т аммиачной селитры) способствовали переходу горения в детонацию в каждом из загораний такого груза. Однако оставалось непонятным, каким образом возникало загорание. В результате проведенных дискуссий оказалось, что аммиачная селитра для удобрений была упакована в мешки и затаривалась в горячем состоянии (при температуре 90±20 °C).

Увлажненные бумажные мешки под воздействием влаги часто оказывались пропитанными горючим компонентом. Если покрытие воском не снижает термическую стабильность аммиачной селитры, то целлюлозные материалы, как это было обнаружено Финдлеем и Розерверном [8] 25 лет тому назад, находящиеся в тесном контакте с аммиачной селитрой, снижают ее термическую стабильность. Действительно, смесь аммиачной селитры с бумагой оказывается способной к саморазогреву в той самой области температур, которая имеет место при упаковке аммиачной селитры в мешки и при загрузке корабля. В самом деле, селитра часто прибывала в портовый город заметно более горячей, чем во время упаковки ее в мешки. Материал мешков становился хрупким и даже обугливался под воздействием саморазогрева, вызванного истиранием бумажной тары при транспортировании, переупаковке, а также при загрязнении. К тому же, несколько случаев самопроизвольных возгораний продукта при железнодорожных перевозках предшествовали катастрофе в Техас-Сити. После нее воск был заменен кизельгуром — несколько худшей добавкой против слеживания, но зато более безопасной. Это и была та десенсибилизированная опудренная кизельгуром аммиачная селитра для удобрений, которую владельцы горных предприятий использовали при разработке смесей АС—ДТ.

Аммиачная селитра, сенсибилизированная добавкой приблизительно 6% парафина или нефтяного масла, в настоящее время является самым дешевым источником энергии взрыва. К этому выводу пришли в результате длительных исследований. Результаты проведенной работы позволили существенно расширить область применения смесей, что видно из рис. 1.5 по данным и таблицам Горного бюро США [7]. За период с 1912 по 1928 г. ежегодное использование аммиачной селитры в промышленных ВВ было относительно небольшим; потребление селитры в промышленности увеличилось с изобретением нитрамона. Нитрамон широко применялся в промышленности в течение двух десятилетий. Подобно динамитам, он проложил путь современным взрывчатым смесям — АС—ДТ и водосодержащим.

Общее количество взрывчатых смесей АС—ДТ и водосодержащих ВВ, применяемых на открытых горных разработках, увеличилось при-

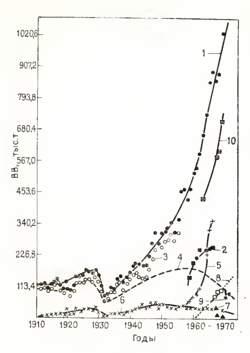


Рис. 1.5. Выпуск промышленных ВВ в США:

1 — общее количество ВВ; *2* — аммиачная селитра (изготовление смесей АС—ДТ на месте применения); *3* — ВВ, за исключением предохранительных; *4* — динамиты; *5* — ПВС заводского изготовления; *6* — предохранительные ВВ; *7* — ПВС в жестких оболочках (нитрамон); *8* — водосодержащие ВВ; *9* — иреджелы; *10* — взрывчатые смеси, изготовляемые на заводах и на местах производства взрывных работ

близительно в 5 раз по сравнению с объемом изготовляемых ранее динамитов. Увеличение объема производства взрывчатых смесей было вызвано экономичностью применения и простотой технологических операций с ними на открытых горных разработках. В самом деле, разработки таконита вряд ли были бы экономически выгодны без применения ВВВ типа сларри. Преимущества смеси АС — ДТ заключаются в следующем: 1) в настоящее время они являются самым дешевым источником удельной энергии взрыва (энергия взрыва, приходящаяся на 1 г ВВ); 2) они намного безопаснее по сравнению с динамитами, но все же не так безопасны, как водосодержащие ВВ — нитро-карбо-нитраты[1]; 3) пористая гранулированная аммиачная селитра легко впитывает и удерживает надлежащее количество нефтяного масла (6%). Изготовление и заряжание смеси АС — ДТ в скважины на местах применения механизировано и достаточно высокопроизводительное. Существенным преимуществом смесей АС — ДТ и сларри является то, что они полностью заполняют объем скважин; это обстоятельство, как известно, имеет большое значение для повышения эффективности взрывного разрушения пород.

Простейшую смесь АС—ДТ сначала использовали только в скважинах большого диаметра при открытых взрывных работах, но позднее ее стали применять при взрывных разработках в подземных условиях в скважинах небольшого диаметра. Это стало возможным благодаря заряжанию ее в шпуры с помощью пневмозарядчиков под дав-

---

[1] Нитро-карбо-нитраты, относимые к ПВВС, содержат невзрывчатые компоненты; они являются нечувствительными к промышленным капсюлям-детонаторам и требуют применения промежуточного детонатора для возбуждения детонации. Первым из нитро-карбо-нитратных ВВ был нитрамон. Один из сортов нитрамона представлял собой простую смесь аммиачной селитры с парафином и был, таким образом, аналогичен смеси АС—ДТ, за тем исключением, что в нитрамоне использовали твердое, а не жидкое горючее и ВВ укупоривали в металлические банки.

лением, достаточным для того, чтобы раздробить гранулы и снизить таким образом критический диаметр детонации до размера, меньшего чем диаметр шпура. (Смесь АС—ДТ до заряжания таким образом имела критический диаметр детонации от 102 до 127 мм). Только два недостатка не позволили смеси АС—ДТ полностью заполнить рынок промышленных ВВ: 1) она легко теряет детонационную способность под воздействием воды и поэтому в основном не может применяться в обводненных условиях, которые характерны для значительной части взрывных работ в промышленности; 2) несмотря на полное заполнение объема скважины, эта смесь, имея низкую плотность, развивает также и низкое давление в скважине, недостаточное для эффективного разрушения крепчайших пород, особенно у подошвы уступа и при взрывании в условиях «зажима», при которых отбойка породы является наиболее трудной. Недостаточная водоустойчивость этой смеси в настоящее время частично компенсируется использованием сложных методов осушения скважин.

1.5.3. Разработка водосодержащих ВВ и простейших взрывчатых смесей

Основополагающая идея разработки водосодержащих ВВ и простейших взрывчатых смесей состоит в том, что насыщенный водный раствор окислителя (первоначально аммиачной селитры) использовали в качестве сплошной или диспергирующей фазы водосодержащего состава, в которой диспергирован как избыточный твердый окислитель, так и сенсибилизирующие горючие добавки. Причем получаемый состав, обычно нечувствительный к действию промышленных капсюлей-детонаторов, удовлетворительно детонирует при инициировании достаточно мощными промежуточными детонаторами, особенно в скважинах большого диаметра на открытых горных разработках. Под горючими добавками здесь подразумевается любой горючий материал, независимо от того, является он взрывчатым или нет, который может быть достаточно равномерно диспергирован в водной среде. Такими добавками могут быть ВВ с отрицательным кислородным балансом, подобные тротилу, составу В и бездымному пороху, или они могут быть представлены невзрывчатыми горючими веществами, такими, как углеводороды, углеродистые и целлюлозные материалы и горючие высококалорийные металлы, например алюминий и кремний.

Содержащие заметное количество воды водосодержащие ВВ и смеси являются самыми безопасными из всех ВВ, потому что они трудно воспламеняются и почти совершенно нечувствительны к удару, прострелу пулей и трению, т. е. к тем воздействиям, которые могут вызвать взрыв динамитов. Кроме того, эти смеси являются водоустойчивыми благодаря присутствию в них гидрофильного коллоида гуаргама, который повышает вязкость и препятствует проникновению воды (путем создания защитного слоя) или снижает скорость диффузии воды в состав и из него.

Термин «водный гель» является неправильным для любой водосодержащей взрывчатой системы с твердыми окислителями и горючи-

ми добавками. **Гелем** правильно называть сплошную (жидкую) фазу, которая обычно составляет менее половины всего взрывчатого состава. До тех пор пока видимые твердые частицы взвешены в сплошной жидкой фазе, такую смесь следует считать **суспензией**. Гелевая фаза содержит коллоидные (субмикронные) твердые частицы, взвешенные (в виде «волосяной щетки», состоящей из субмикронных твердых частиц, соединенных вместе поперечными связями) в сплошной фазе водного раствора. Поскольку все промышленные, так называемые водные гели содержат видимые твердые частицы во взвешенном состоянии, они фактически относятся к сларри.

Первая промышленная взрывчатая суспензия была сенсибилизирована не алюминием, как при первом испытании водосодержащего ВВ в полевых условиях в Кноб Лайк (Лабрадор—Квебек), а грубодисперсным ТНТ — таким, как нитропел. Эта суспензия содержала необходимое количество АС, грубодисперсный (частицы проходят через сито с отверстиями диаметром 0,542 мм) ТНТ, воду и загущающий агент. Первой промышленной смесью этого типа был гидромекс, выпускавшийся фирмой «Канадиен Индастрис Лимитед». Эта фирма также первой стала вводить в промышленные составы имеющий много достоинств гуар-гам и ионы бора для загущения и желатинизации сларри. До широкого применения взрывчатых смесей они были испытаны в США фирмой ИРЕКО при опытных работах для «Оливер Майнинг Компани», отделения фирмы «Стилл Корпорейшин» (США), в Маунтейн Айрон (штат Миннесота). При проведении этих испытаний было также использовано сларри, сенсибилизированное ТНТ (ДБА-1). Опытные взрывы были настолько успешными, что водосодержащие ВВ, сенсибилизированные ТНТ, сразу стали эффективным промышленным ВВ на карьерах Месаби Рендж.

Взрывчатые сенсибилизаторы для водосодержащих ВВ (ТНТ, состав В и бездымный порох) не имеют широкого распространения, потому что их поставки лимитированы и они сравнительно дороги.

Первые успешные испытания показали, что порошки алюминия могут сенсибилизировать сларри, но проблемы, возникающие при производстве и хранении из-за невысокой стабильности (вследствие медленной реакции алюминия с водой выделяется газообразный водород), сначала препятствовали использованию алюминия в сларри. Изучение медленной реакции алюминия с водой, протекающей во время хранения (патент США 113059), позволило применять в качестве промышленных ВВ алюминизированные сларри, в них дополнительными сенсибилизаторами использовались ТНТ или бездымный порох. С 1963 г. широкое промышленное применение получили сларри, сенсибилизированные только алюминием (нитро-карбо-нитраты). Сенсибилизированные алюминием сларри имеют преимущество перед другими своими аналогами, заключающееся в ограниченном содержании взрывчатых компонентов. Другим преимуществом применения алюминия в сларри является то, что при введении каждого процента алюминия удельная энергия взрыва ВВ (энергия на 1 г) в зависимости от состава повышается от 2,5 до 3,5%. С другой стороны, в своем влиянии на удельную энергию взрыва тротил и бездымный порох не имеют преимуществ

перед обычным высококачественным горючим, таким, как нефтяное масло. В самом деле, алюминий заметно повышает удельную энергию взрыва составов ВВ даже с отрицательным кислородным балансом. Именно поэтому сларри, состоящие из аммиачной селитры, ТНТ, алюминия и воды, при одинаковом содержании тротила более эффективны по сравнению с суспензиями, состоящими из аммиачной селитры, ТНТ и воды, и поэтому литой тритонал (содержащий 80% ТНТ и 20% алюминия) предпочтительнее литого тротила, который является ВВ с сильным отрицательным кислородным балансом.

Вместе с важными усовершенствованиями в использовании алюминия как эффективного сенсибилизатора для сларри завершилась разработка дешевых, невзрывчатых, неметаллических сенсибилизаторов. Это означало, что сларри в конце концов смогут заменить смеси АС—ДТ как самый дешевый источник взрывчатой энергии, потому что водные растворы аммиачной селитры дешевле (в пересчете на сухое вещество) твердой аммиачной селитры, а применяемые сенсибилизаторы стоят не дороже нефтяного масла.

Алюминизированные ПВВС (табл. 1.2) были разработаны в 1956 г. Водосодержащие ВВ, сенсибилизированные тротилом, были разработаны в 1957 г. и сразу получили промышленное применение благодаря простоте изготовления и достаточно хорошей воспроизводимости составов. Водосодержащие ВВ, сенсибилизированные тротилом, можно эффективно применять в условиях, если ВВ находятся под высоким давлением, например в глубоких скважинах и при подводном взрывании. Водосодержащие ВВ, сенсибилизированные бездымным порохом и нитроклетчаткой, широко применяли в 1960—1964 гг. С тех пор область их применения сузилась, так как объем использования этих ВВ зависел от ограниченного поступления излишков бездымного пороха и нитроклетчатки из государственных запасов. Одной из основных причин сокращения объема применения было то, что бездымные пороха являются слишком дорогими для использования в промышленных ВВ.

Водосодержащие взрывчатые смеси, сенсибилизированные алюминием, и водосодержащие ВВ, сенсибилизированные тротилом и алюминием с большим количеством алюминия (до 35%), являются наиболее мощными из всех промышленных ВВ.

Водосодержащие взрывчатые смеси, сенсибилизированные горючими добавками, по сравнению со сларри имеют самые низкие плотности и мощность и вместе с тем отличаются самой низкой стоимостью компонентов. Поэтому они пригодны главным образом для заряжания верхних частей скважин и скважин полностью в относительно слабой породе.

Водосодержащие ВВ и смеси получили широкое применение на открытых горных разработках, поскольку они являются единственными составами, применяемыми для заряжания нижней части скважин при взрывных работах по очень крепким породам и при сильной обводненности скважин. Высокие плотность заряжания и объемная концентрация энергии ВВВ, а также ПВВС позволяют снизить стоимость бурения и получить более высокую эффективность взрыва и лучшее дробление породы. Благодаря этому снижаются затраты труда, а так-

ТАБЛИЦА 1.2

Классы водосодержащих ВВ и водосодержащих взрывчатых смесей, предназначенных для заряжания скважин

Состав	Сенсибилизатор и его содержание в составе, %	Окислитель	Содержание воды, %	
			номинальное	пределы изменения
ВВВ, сенсибилизированные тротилом	Тротил, 17—60	Аммиачная селитра, натрий азотнокислый, хлорат натрия, перхлорат натрия, и их комбинации*	15	8—40
ВВВ, сенсибилизированные составом В	Сплав тротила с гексогеном, 15—35	Аммиачная селитра, натрий азотнокислый и их комбинации	15	12—16
ВВВ, сенсибилизированные бездымным порохом	Дымный порох, 20—60	Аммиачная селитра, натрий азотнокислый, барий азотнокислый, хлорат натрия, перхлорат натрия и их комбинации*	15	2—20**
ВВВ, сенсибилизированные нитроклетчаткой	Нитроклетчатка, 20—60	Аммиачная селитра, натрий азотнокислый и их комбинации	15	2—20**
ВВВ, сенсибилизированные сплавом тротила с алюминием	Сплав тротила с алюминием (5—25 тротила и 0,5—40 алюминия)	Аммиачная селитра, натрий азотнокислый, перхлорат натрия и их комбинации	15	10—30
ВВВ, сенсибилизир. бездымным порохом и алюминием	Бездымный порох, 10—15; алюминий, 1—40	Аммиачная селитра, натрий азотнокислый и их комбинации	15	12—30
ПВВС, сенсибилизированные алюминием	Алюминий, 1—40; горючие добавки, 1—12	Аммиачная селитра, смесь аммиачной селитры с натрием азотнокислым, смесь аммиачной селитры с перхлоратом натрия, перхлорат натрия	11	6—30**
ПВВС, сенсибилизированные горючими добавками	Горючие добавки,*** 4—15	Аммиачная селитра, смесь ее с натрием азотнокислым, перхлорат натрия, хлорат натрия	11	3—16**

* Аммиачная селитра и хлорат натрия несовместимы.
** Низкое содержание требует применения наполнителей в виде водных растворов, таких, как формамид, этиленгликоль, сахар, черная патока.
*** Под горючими добавками подразумеваются различные вещества: сера, гильсонит, твердые углеводороды, аммонийсодержащие — лигносульфонаты и т. д.

же стоимость бурения и экскавации, транспортирования, дробления и измельчения горной массы. Результаты опытных сравнительных взрывов с ПВВС и смесями АС—ДТ, выполненных в сухих, мягких породах, где смеси АС—ДТ работают лучше, показывают, что даже в этих условиях ПВВС иногда оказываются более предпочтительными.

1.6. СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ВЗРЫВАНИЯ

Обычными для открытых горных разработок являются большие скважины (диаметром 229±76 мм и глубиной 15,24±4,57 м), в каждую из которых заряжают от 236,8 до 907,2 кг взрывчатых смесей. Для получения лучших эксплуатационных показателей за один массовый взрыв могут быть взорваны сотни скважин путем последовательного взрывания их с помощью научно контролируемых соединителей с миллисекундным замедлением, включенных в сеть из детонирующего шнура.

Параллельно с существенными успехами в области изготовления взрывчатых смесей произошли также значительные изменения на открытых горных разработках в средствах бурения, перемещающем грунт оборудовании, в породоразрушающих и дробящих инструментах. Всего четверть века назад стоимость горных работ была настолько высокой, что оказалось экономически выгодным на открытых горных разработках осуществлять подземную проходку штолен для размещения в них зарядов ВВ большой массы (метод камерных зарядов). В настоящее время такая практика экономически не оправдана. За последние несколько десятилетий стоимость бурения скважин большого диаметра на открытых горных разработках снизилась. В то же время эффективность использования скважин намного повысилась по сравнению с использованием патронированных ВВ, порошкообразных ВВ и взрывчатых смесей, помещенных в банки из жести. Исключение составляют порошкообразные динамиты, эффективные в сухих скважинах, заряды которых не заполняют объем скважины полностью, если их не используют в сочетании с порошкообразными ВВ в мешках или пеллетолом (известным в Канаде под названием нитропел и представляющим собой грубодисперсный, обладающий хорошей сыпучестью тротил, изготовленный способом «грануляционной башни») в скважинах, заполненных водой. В скважины обычно осторожно опускали патронированные взрывчатые вещества. Когда опускаемый патрон достигал верхнего торца опущенного ранее, его отцепляли. Стандартные патроны имели диаметр 32 мм и длину 203 мм, хотя также использовались патроны диаметром от 22 до 51 мм. Сравнительно малая часть патронов выпускалась диаметром более 51 мм. В настоящее время положение изменилось, и на многих металлических рудниках США на открытых горных разработках используют скважины диаметром 152—305 мм.

1.7. ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ ДЕТОНАТОРЫ ДЛЯ ВЗРЫВЧАТЫХ СМЕСЕЙ

Большой прогресс в развитии созданных Куком и Фарнамом ВВВ типа сларри связан с разработкой эффективных литых промежуточных детонаторов. Первоначальный промежуточный детонатор Кука и Фарнама представлял собой пентолитовую шашку (50% тэна и 50% тротила), позднее был создан промежуточный детонатор с защищенной сердцевиной, или прокор, который был намного дешевле и без-

опаснее, так как не чувствительный к действию детонирующего шнура литой тротил содержал внутри чувствительную к детонирующему шнуру сердцевину из литого или гранулированного пентолита или тэна. Литые промежуточные детонаторы прокор незамедлительно получили широкое применение благодаря низкой стоимости, безопасности, высоким давлениям детонации и превосходному инициирующему действию, особенно для смесей АС—ДТ и сларри (патенты США 3037452—3; 3341382; 3371606).

1.8. АВТОМАТИЗАЦИЯ ПРИ БЕСТАРНОМ ПРИМЕНЕНИИ ВЗРЫВЧАТЫХ СМЕСЕЙ

1.8.1. Грузовики для бестарной доставки смесей АС — ДТ

Если смеси АС—ДТ в начале своего применения изготовляли и заряжали с помощью примитивных ручных смесительных и заряжающих устройств, в Канаде Галлахером («Канадиен Индастрис Лимитед») и Фарнамом («Айрон Ор Компани оф Кэнеда») в раннем периоде применения ПВС были разработаны крупные установки для автоматического смешения и заряжания этими ВВ.

Несмотря на очевидные преимущества введения дополнительных компонентов в смеси АС—ДТ, способных улучшить их взрывчатые свойства, зарядные автомашины для смесей АС—ДТ не претерпели в дальнейшем существенных изменений. Конструкция зарядных автомашин для АС—ДТ была проста в обслуживании и обеспечивала вполне надежную их работу даже при незначительных изменениях состава. Для изготовления алюминизированной АС—ДТ в фирме Америнд ИРЕКО был запроектирован модифицированный узел бестарного приготовления этой смеси. В настоящее время установки этого типа используют в Австралии и Южной Америке.

1.8.2. Зарядные автомашины для водосодержащих составов

Водосодержащие взрывчатые смеси легко приготовляются путем эффективного бестарного смешения на месте применения благодаря их высокой текучести (до гелеобразования) и свойствам, позволяющим осуществлять контролируемое во времени загущение и желатинизацию этих смесей. Можно не только достигнуть заданной конечной структуры сларри, но также и контролировать скорость желатинизации, с тем чтобы обеспечить высокую текучесть струи водосодержащего состава во время его прохождения через накачивающую систему. Для изготовления сларри используют два основных способа: 1) изготовление массы ВВВ в заводских условиях; затем состав выдавливается под давлением в скважину при помощи зарядного оборудования; 2) смешение водосодержащих составов и заряжание их на месте производства взрывных работ.



Рис. 1.6. Загрузка зарядиой автомашины сухими компонеитами и раствором нитратов на первой полевой рабочей площадке вблизи карьера; их взрывчатая смесь образуется только в скважиие



Рис. 1.7. Заряжаиие скважииы диаметром 228,6 мм и глубииой 15,24 м с помощью зарядиой автомашины

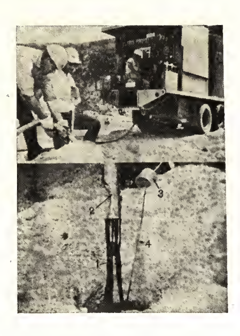


Рис. 1.8. Заряжание водосодержащих составов смесительно-зарядной установкой с кнопочным управлением для заряжания двух и более разновидностей ВВВ (водосодержащий состав не смачивает буровую мелочь):

1 — водосодержащее ВВ; *2* — выпускное отверстие; *3* — промежуточный детонатор; *4* — детонирующий шнур

Первый способ не позволяет регулировать рецептуру состава в широких пределах и является более дорогостоящим. Водосодержащие ВВ, изготовляемые на заводе и заряжаемые затем в скважины под давлением, бывают более разбавленными и часто более чувствительными. В противном случае они с трудом перекачиваются через шланг в скважину. Кроме того, они содержат относительно большое количество воды. Более чувствительные, не полностью загущенные ВВВ транспортируют по обычным дорогам общего пользования, что ранее до внедрения бестарной перевозки было практически запрещено. Для обеспечения легкости заряжания дополнительные загустители вводят в состав непосредственно при заряжании в скважину, что обеспечивает необходимую вязкость состава для предотвращения расслаивания суспензии при заряжании.

Второй способ изготовления на месте является намного более удобным для бестарного применения сларри (рис. 1.6). При этом способе достигается оптимальное регулирование содержания воды и взрывчатого компонента, способ сравнительно дешев. Все это сделало возможным более экономичное производство сларри, сравнительно с ВВ в патронированном виде. Быстродействующие модифицированные загустители, обладающие поперечно-сшивающим действием, особенно легко применимые в этом случае, обеспечивают более высокую водоустойчивость и лучшее качество сларри по сравнению с применяемыми ранее патронированными ВВВ. Они могут смешиваться в процессе заряжания при относительно низких давлениях в зарядных устройствах, процесс загущения продолжается во время прохождения по зарядному шлангу и в скважине, этим самым придаются смесям желаемые свойства на всех стадиях изготовления и транспортирования.

Способ изготовления ВВВ на месте производства взрывных работ на открытых горных разработках характеризуется самой высокой степенью безопасности. Как уже упоминалось выше, в любом случае, когда применяют нитро-карбо-нитратные ВВВ (включая и наиболее выгодные алюминизированные составы), изготовляемые на месте производства взрывных работ, имеется необходимость в хранении, транс-



Рис. 1.9. Зарядные автомашины и взрывные работы на горнорудных предприятиях:
а — зарядно-смеснтельная машнна, нзготовляющая ВВ на месте заряжання скважин; *б* — два взрыва в Палабора (Южная Афрнка); *в* — два взрыва в Кэрол Лайк (Квебек); *г* — навал породы непосредственно после взрыва; *д* — заряжанне скважнн прн работах в Месабн; *е* — заряжанне скважнны на разработках в Игл Монтейн с Бнг Берта



Рис. 1.10. Заряжание и взрывание водосодержащего состава в Швейцарии

портировании и использовании невзрывчатых компонентов. Предварительно смешанные невзрывчатые окислители и горючие добавки хранятся и загружаются раздельно и образуют взрывчатые смеси только при дозировании их в смесительную камеру и закачивании в скважину. На практике, если размеры насоса и диаметр секций шланга будут ниже критических, взрывчатая смесь, находящаяся в системе, не будет способна к распространению детонации. Кроме того, способ изготовления ВВ на месте производства взрывных работ обеспечивает высокое качество продукта и экономичное обслуживание в районах, находящихся на большом расстоянии от заводов-изготовителей ВВ.

Первая зарядная автомашина для обслуживания горнодобывающей промышленности была выпущена фирмой ИРЕКО в 1963 г. и работала в Игл Монтайн Майн компании «Кайзер Стил» (рис. 1.7). Фирма ИРЕКО использовала эту машину для проведения необходимых исследований по разработке новых сларри, удовлетворяющих условиям насосно-механического смешения, и годом позже внедрила водосодержащий состав ДБА-30, не содержащий ни ВВ, ни даже порошка алюминия и сенсибилизированный просто смесями дешевых горючих веществ. Этот состав был наиболее пригоден для заряжания верхней части скважин вместо смесей АС—ДТ. Позднее составы типа ДБА были заменены ирежелами, которые имели лучшие свойства, и их изготовление стало возможным в результате усовершенствования самого способа изготовления ВВ на месте производства взрыв-

ных работ. Более низкая работоспособность иреджел-306 по сравнению с составом ДБА-30 позволяет эффективнее его использовать в верхней части скважинного заряда, но его используют также и для заряжания всей скважины, например в Бутанвилле. Составы ДБА-30 и иреджел-306 были разработаны и широко применяются при изготовлении ВВ на месте производства взрывных работ.

Обычно зарядные автомашины для сларри при помощи кнопочного управления могут заряжать скважины комбинированно двумя или более различными составами. Например, без остановки в одну и ту же скважину можно закачать в донную часть состав с большей работоспособностью, а верхнюю часть скважины заполнить составом с меньшей работоспособностью, но более дешевым. Конечно, с помощью электронного программирования можно получить почти неограниченное число комбинаций водосодержащих составов, с тем чтобы удовлетворить любые требования проведения взрывных работ.

Способ приготовления ПВВС на месте взрывных работ одинаково успешно применяется при любых погодных условиях, в сухих и обводненных скважинах, при любой температуре в скважинах (рис. 1.8—1.10).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cook M. A. *The Science of High Explosives*, ACS Monograph No. 139, Reinhold Publishing Company, 1958 (currently published by Robert E. Krieger Publishing Company, Huntington, New York, 11743).

2. Cook M. A., M. G. Cook and V. O. Cook, *Eng. & Min. Jour.*, September 1967, pp. 117-122.

3. Cook M. A. *Mining Magazine, 123*, 1, July, 1970.

4. Cook M. A. *Ind. & Eng. Chem.*, July, 1968, pp. 44-55.

5. Cook M. A. and H. E. Farnam, U. S. Patent 2,930,685, March, 1960; Re25,695, December, 1964.

6. Cook M. A. and G. H. Huff, "Chemical Explosives...", Riegel's Industrial Chemistry, Chapter 19, Editor - J. A. Kent, Reinhold Publishing Co., N. Y., 1962.

7. Dick R. A. *Pit & Quarry*, July, 1971, pp. 159—174; *Bureau of Mines Industrial Survey. Apparent Consumption of Industrial Explosives and Blasting Agents in the United States. 1968*. December, 1969.

8. Findlay A. and C. Rosebourne, *J. Soc. Chem. Ind., 41*, 58, 1922.

9. Hradel, J. R. and H. Staadt, "File Wrapper" to U. S. Patent 3,620,858, Nov. 16, 1971, including report of Hradel dated May 20, 1955.

10. Johansson C. H. and P. A. Persson, *Detonics of High Explosives*, Academic Press, London, N. Y., 1970.

11. Nauckhoff S. and O. Bergstrom, Nitroglycerin Ock Dynamit, Nitroglycerin AB Gyttorp, Sweden, 1959.

12. Rossi B. D. *Control of Noxious Gases in Blasting Work, and New Methods of Testing Industrial Explosives*, Moskva 1970. Translated from Russian by Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem, 1971.

2. ПЛАЗМА И МЕХАНИЗМ ДЕТОНАЦИИ

2.1. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ДЕТОНАЦИИ

Детонационные режимы уникальны, так как они являются наиболее интенсивными и самыми быстрыми из известных химических взрывных процессов. Продолжительность химических реакций в детонационных волнах изменяется от величины, меньшей 1 мкс, до 100 мкс или 0,1 мс в зависимости от физической и химической природы ВВ. Для мелкокристаллических и жидких взрывчатых соединений, в особенности инициирующих ВВ, таких, как азид свинца, гремучая ртуть и нитроманнит, и наиболее мощных вторичных ВВ, включая тэн, гексоген и нитроглицерин, общая продолжительность химической реакции составляет около 1 мкс. В противоположность упомянутым ВВ общая продолжительность реакции грубодисперсной неизмельченной смеси АС—ДТ составляет от 50 до 100 мкс. Для сравнения заметим, что длительность самых быстрых химических реакций в дефлагрирующих ВВ, подобных дымному и бездымному пороху, заметно больше миллисекунды. Таким образом, химические реакции при детонации протекают в 100—10 000 раз быстрее, чем при взрывном горении. Несмотря на высокую скорость химических реакций при детонации, они, как ни странно, поддаются точному термодинамическому и гидродинамическому анализу [5, 7, 19, 20, 23, 25], чего нельзя сказать о процессах взрывного горения. Простота расчета физических и химических параметров детонационных процессов обусловливается следующими обстоятельствами.

1. Скорость детонации D — величина постоянная для каждого однородного бризантного ВВ при условии прохождения детонационной волной достаточного расстояния от точки инициирования. Для большинства ВВ, имеющих небольшую скорость детонации, стационарный процесс устанавливается после прохождения детонационной волной расстояния, равного трем или четырем диаметрам заряда. Для ВВ, имеющих высокую скорость детонации, стационарный процесс детонации устанавливается сразу.

2. Термодинамическая теория детонации может быть применена к детонационным процессам для определения физических, химических и гидродинамических свойств ВВ.

Основной постулат этой теории выражен простым уравнением

$$D = W + C, \tag{2.1}$$

где W — скорость частицы или скорость газового облака; C — скорость звука в потоке.

Эта основная предпосылка, называемая условием Чепмена—Жуге, является единственно необходимой для решения задач гидродинамической теории вместе с основными, хорошо известными законами термодинамики и фундаментальными, также общеизвестными законами

сохранения материи. Основанием для постулата Чепмена—Жуге являются в данном случае законы сохранения материи и термодинамики. Экспериментальное наблюдение того, что детонационная волна распространяется с постоянной скоростью D, позволяет с помощью термодинамической теории детонации количественно определить давление, температуру, плотность, массовую скорость W и собственную скорость продуктов детонации в детонационной волне. Несмотря на сложность одновременного решения около 30 нелинейных уравнений [7], сравнительно точное решение термодинамических уравнений теперь возможно главным образом для ВВ, молекулы которых состоят из углерода, водорода, азота и кислорода, а также для некоторых более сложных ВВ, подобных алюминизированным составам и (или) составам, содержащим нитраты металлов, имеющих большое значение для современных взрывчатых смесей.

2.1.1. Уравнение состояния

Разработка гидродинамической теории для детонации газовых смесей была выполнена на рубеже XIX и XX вв. независимо друг от друга Чепменом (Англия) и Жуге (Франция). В 30-х годах XX в. Шмидт [23] провел обширные теоретические исследования по применению гидродинамической теории к конденсированным ВВ. В 1942 г. автор на основе работы Шмидта сумел распространить решение задач гидродинамической теории детонации для конденсированных ВВ. В основу последнего достижения был положен тезис о применении к конденсированным ВВ уравнения состояния

$$pv = nRT + \alpha(T, v)\, p, \tag{2.2}$$

в котором коволюм α есть в первом приближении функция только удельного объема, т. е.

$$\alpha(T, v) = \alpha(v). \tag{2.3}$$

Действительно, в работе [7] было показано, что при небольших экспериментальных погрешностях измерения скоростей для всех конденсированных ВВ получены одни и те же зависимости коволюма α от удельного объема v; среднее отклонение точек от генеральной кривой составляет в этом случае $\pm 0{,}01$ см³/г.

Почти одновременно и независимо друг от друга Кистяковский и Вильсон [20], Зельдович [25] и Колдирола [5] получили уравнения гидродинамической теории детонации для конденсированных ВВ. Уравнение (2.2) является обобщающим. Другие исследователи не пришли к такому выводу, потому что они пользовались усложненными уравнениями состояния с более чем одним регулируемым параметром. Эти усложненные уравнения иногда допускали сбалансирование колебаний погрешностей между регулируемыми параметрами. Одним из них была температура детонации, которая в значительной степени зависит от внутреннего давления $(dE/dv)_T$. Последнее, в свою очередь, зависит более существенно от уравнения состояния и его регулируемых констант, чем давление, удельный объем или общая фугативность.

2.1.2. Давление в скважине

Наиболее важным практическим приложением термодинамической теории явилась возможность определения параметров детонации по измеренным значениям скорости детонации D из уравнения состояния. Этот так называемый обратный метод позволяет весьма надежно определить все физико-химические свойства ВВ в детонационной волне, т. е. в плоскости Чепмена—Жуге, почти не зависящие от параметров уравнения состояния. Температура детонации является исключением; T_2 зависит главным образом от точной формы уравнения состояния, и поэтому в то время как другие свойства, такие, как давление, массовая скорость и плотность, в основном находятся в хорошем соответствии, температуры детонации, рассчитанные в соответствии с различными уравнениями состояния не согласуются между собой. Если параметры уравнения состояния определены, то полученное уравнение можно применить для определения параметров некоторых других процессов, например для взрыва или адиабатического расширения для определения начальных условий в скважине, таких, как скважинное давление p_c, а также при адиабатическом и изотермическом расширении продуктов взрыва, что важно применительно к современным ПВС.

Так как $\alpha[=\alpha(v)]$ в уравнении (2.3) в соответствии с указанным выше обобщением есть однозначная функция удельного объема, то для решения многих практических задач удобно иметь таблицу значений α и v (табл. 2.1), входящих в формулу

$$p = nRT/a, \tag{2.2a}$$

где $a(=v-\alpha)$ использовано для упрощения уравнения (2.2).

Иоганссон и Перссон [18] предложили относительно простое уравнение для аналитического выражения кривой $\alpha(v)$, а именно: коволюм равен $\exp(-0{,}4\rho)$. Подставляя это значение, выражение (2.3) можно записать в виде

$$\alpha(v) = 2{,}5v_0 \exp(-v_0/v), \tag{2.3a}$$

где $v_0 = 0{,}4$ л/кг. Авторы показали, что это уравнение применимо при изменении значений v от 0,2 до 1,4 л/кг, однако в действительности

ТАБЛИЦА 2.1

Соотношения между коволюмом и удельным объемом

ρ (= v^{-1}), г/см³	a, см³/г	F*	ρ	a	F
0,5	1,1	2	1,6	0,112	3 800
0,6	0,8	4	1,7	0,097	9 300
0,7	0,63	7	1,8	0,086	20 000
0,8	0,50	13	1,9	0,077	40 000
0,9	0,39	23	2,0	0,070	78 000
1,0	0,313	46	2,1	0,064	$1{,}5\cdot10^5$
1,1	0,268	80	2,2	0,059	$2{,}7\cdot10^5$
1,2	0,218	186	2,5	0,05	$8\cdot10^5$
1,3	0,181	370	3,0	0,043	$1{,}7\cdot10^6$
1,4	0,151	800	4,0	0,035	$2{,}3\cdot10^6$
1,5	0,131	1700	5,0	0,030	$2{,}7\cdot10^6$

* F — фактор фугативности [7].

ТАБЛИЦА 2.2

Сравнительные значения T_2 по Иоганссону и Перссону

ВВ	Плотность, г/см³	Наблюдаемая температура, К	Расчетная температура T_2 (К) по	
			Куку	Мадеру
Тэн	1,0	5100	5000	3800*
	1,6	5400	5280	3100*
Гексоген	1,0	5600	5000	3600*
	1,6	5700	5070	2900*
ТНТ	1,0		3650	3200*
	1,6		4080	2500*
Нитрометан	1,13	3800	4400	3120
Нитроглицерин	1,6	4025	6170	3216

* Среднее значение по работе [18].

оно справедливо в более широких пределах, так как $2{,}5\,v_0$ будет близким значению α при $v \gg v_0$.

Иоганссон и Перссон также ссылались на измерения температуры детонации, выполненные Гибсоном в Горном бюро США (Журнал прикладной физики, т. 29, 1958, с. 628), и сравнивали эти значения с результатами вычислений по уравнению (2.2) и данными Мадера, использовавшим уравнение состояния Кистяковского—Вильсона [20] (табл. 2.2).

2.2. «ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ПЛОТНОСТЬ» ИЛИ «ХИМИЧЕСКОЕ ДАВЛЕНИЕ»

При анализе размерностей видно, что давление представляет собой энергетическую плотность

$$\text{давление} = \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = \frac{\text{Н}\cdot\text{м}}{\text{м}^3} = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3} = \text{плотность}\cdot\text{энергия}.$$

Однако давление, согласно кинетической теории газов, есть также плотность кинетической энергии. Поэтому, полагая, что если вся химическая энергия, приходящаяся на единицу объема, при детонации «превратится» в «энергетическую плотность», т. е. при $(dE/dv)_T=0$ в том же самом объеме, максимум (или верхний предел) давления взрыва p_3 может быть назван химическим давлением π, которое определяется следующими уравнениями:

$$\pi = \rho_1 \int_0^{T_3} C_v dT = \rho_1 Q^* \tag{2.5}$$

$$Q^* = Q + \int_0^{T_1} C_v dT, \tag{2.6}$$

где T_3 — температура взрыва и T_1 — начальная температура; C_v — теплоемкость при постоянном объеме; Q — теплота взрыва

$$Q=\int_{T_1}^{T_3} C_v dT; \tag{2.7}$$

$$p_3 \leqslant \pi. \tag{2.8}$$

Рис. 2.1 иллюстрирует общее положение, по которому p_3 не может превосходить π на примере двух ВВ. При изучении зависимости Q от начальной плотности взяты ВВ, существенно отличающиеся друг от друга, а именно: АС—ДТ (для которой при использовании селитры без покрытия Q почти не зависит от плотности и составляет приблизительно 3,74 кДж/г) и ТНТ (для которого Q увеличивается от значения, меньшего 2,94 кДж/г при низкой плотности, до значений, больших 4,62 кДж/г при максимальной плотности, соответствующей литому заряду).

Для рассматриваемого случая смеси АС—ДТ и ТНТ, как оказывается, критерий $p_3 \leqslant \pi$ применим с удивительной точностью.

1. Так как для АС—ДТ $\pi = p_3$ при плотности около 1,2 г/см³, то при более высоких плотностях эта смесь не должна детонировать. Это соответствует большому опыту применения этой и подобных ей смесей аммиачной селитры с горючими добавками.

2. Несмотря на то, что при низкой плотности значения $\rho_i Q^*$ для ТНТ будут намного ниже соответствующих значений для АС—ДТ, это положение меняется на обратное при плотности более 1,35 г/см³. Более удивительным является тот факт, что значения $\rho_i Q^*$ остаются более высокими, чем значения p_3 над всей кривой. Следовательно, ТНТ должен детонировать при любой плотности вплоть до плотности монокристалла, что подтверждено экспериментально. Кривая зависимости значений $\rho_i Q^*$ от плотности для ТНТ приближается, но не пересекает кривую зависимости p_3 от плотности. В верхней части, выше плотности 1,15 г/см³ они по существу параллельны, что служит иллюстрацией значительного влияния давления на продукты детонации ТНТ. В табл. 2.3 для примера приведен ряд ВВ при максимальных или близких к ним плотностях, для которых легко могут быть вычислены отношения p_3/π из данных, приведенных в работе [7].

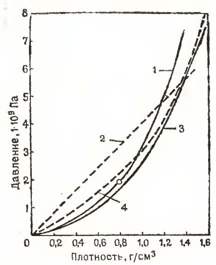


Рис. 2.1. Зависимость давления от плотности ВВ:

1 — p_3 (АС—ДТ); 2 — $\rho_i Q^*$ (АС—ДТ); 3 — p_3 (ТНТ); 4 — $\rho_i Q^*$ (ТНТ)

Замечена общая тенденция к тому, чтобы при максимальных и кристаллических плотностях значения

ТАБЛИЦА 2.3

Значения p_3/π для некоторых высокоплотных бризантных ВВ

ВВ	ρ_c, г/см³	p_3, $1\cdot10^8$ Па	π, $1\cdot10^8$ Па	Отношение p_3/π
Водосодержащие ВВ, сенсибилизированные тротилом AC/THT/H_2O				
40/40/20	1,41	46*	46	1,0
0/73/27	1,40	44	48	0,92
65/20/15	1,40	55*	49	1,12
100%-ый страйт-динамит	1,50	93	92	1,01
75%-ый аммон-динамит	1,35	57	59	0,96
65%-ый страйт--динамит	1,32	54	57	0,95
40%-ный страйт-динамит	1,50	48	54	0,89
50/50 амматол	1,55	70	65	1,07
Тетрил	1,60	87	71	1,23
НГЦ	1,60	115	99**	1,16
Тэн	1,60	112—119	99**	1,13—1,20
Гексоген	1,60	109—125	92**	1,18—1,36

* Вновь вычисленные значения с использованием данных, приведенных в табл. 2.1.

** Максимально возможные значения π для этих ВВ являются значениями, вычисленными в предположении, что, во-первых, образуется сначала H_2O, затем CO_2 (до тех пор, пока все атомы кислорода или атомы углерода не будут использованы) и, во-вторых, отсутствует диссоциация. Они составляют $(107—110)\cdot10^8$ Па для этих трех ВВ. Затем, использовав выражение $p_3=nRT/a$ с данными для a, взятыми из табл. 2.1, получим отношение p_3/π, несколько большее единицы.

p_3/π превышали единицу, особенно для ВВ с высокой энергией взрыва, таких, как нитроглицерин, тэн и гексоген. При решении обратным методом, т. е. путем использования измеренных значений скорости детонации получается хорошее соответствие значений p_2 независимо от используемого уравнения состояния (до тех пор пока оно будет приемлемым). В связи с этим следует, что не только p_2, но также и p_3 в действительности может быть известно в довольно узких пределах, независимо от того, какое (приемлемое) из уравнений состояния использовали для определения этих величин. Значения отношения p_3/π будут несколько больше единицы для ВВ максимальной (свободной от воздуха) и (или) кристаллической плотности. Это важно не только для определения истинного уравнения состояния, но и для установления источника дополнительной энергии, необходимой для того, чтобы p превысило π.

Приведенные выше соображения и анализ результатов позволяют приравнять π к сумме внутреннего давления p_i и фактического максимального давления взрыва $p_{\rho c}$:

$$\pi = p_i + p_{\rho c}. \quad (2.9)$$

Теперь для того, чтобы удовлетворять уравнению (2.9), значения отношения $p_i/p_{\rho c}$ должны быть в пределах $1{,}1 < p_i/p_{\rho c} < 1{,}2$. Но это означает, что $\alpha = \alpha(T, v)$ не равно $\alpha(v)$, а также то, что если $\alpha(T, v)$ будет иметь вид уравнения (4.16), приводимого в работе [7], а именно

$$\alpha(T, v) = nRTx\,e^{bx/p}; \quad (2.3а)$$

$$x = kT^{a/v}, \quad (2.3б)$$

то можно также получить

$$\frac{p_i}{p} \doteq ax, \qquad (2.10)$$

(полагая, что общее число молей газа n постоянно при изменении температуры). Таким образом, при изменении значения ax от —0,1 до —0,2 получаем значения a, изменяющиеся от 0,3 до 0,16. Это означает, что значение $|a|$, использованное Кистяковским и Вильсоном, было также в 3—6 раз большим. Следовательно, приближение $\alpha(v)$ является не совсем правильным. Таким образом, компромиссом будет использование значения для $-a$, равного 0,05 вместо 0,25. Другими словами, приближение $\alpha(T, v) \doteq \alpha(v)$ достаточно пригодно для решения большинства практических задач. Анализ величин отношения p_3/π для бризантных ВВ с высокой энергией взрыва при безвоздушных и (или) кристаллических плотностях указывает на незначительное отклонение от приближения $\alpha(v)$, примерно на одну пятую уравнений состояния в формуле Кистяковского—Вильсона.

В заключение отметим, что при отношении p_3/π, большем единицы, по-видимому, имеется источник дополнительной энергии, необходимой для генерирования такого необычного состояния. Ответ может быть найден в известной статистике Ферми—Томаса [24]

$$\overline{T} = \frac{\hbar}{2m}\left(\frac{3\rho_e}{8\pi}\right)^{2/3}, \qquad (2.11)$$

где $2\pi\hbar$ — постоянная Планка; ρ_e — электронная плотность и m — электронная масса. Если внешнее давление будет заметно увеличивать ρ_e, то кинетическая энергия $\overline{T}$ будет также увеличиваться. Таким образом, можно предположить, что чрезмерно высокое давление может повышать (электронную) кинетическую энергию атомов при детонации, и посредством такого сужения связей можно эффективно уменьшить общую электронную энергию E_T (так как $\overline{T} \doteq -E_T$), чем можно обосновать увеличение давления по сравнению с тем, которое должно быть при выделении химической энергии. Эти предположения требуют дальнейших исследований по определению уравнения состояния для бризантных ВВ.

2.3. ИОНИЗАЦИОННЫЕ (ПЛАЗМЕННЫЕ) СВОЙСТВА ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН

В 1952 г. при проведении более ранних работ в университете штата Юта, в которых инициировали ВВ с помощью портативного взрывателя, питаемого от батарей, было сделано открытие, которое заключалось в том, что при детонации заряда между двумя проводниками, ведущими от электродетонатора, могут возникать чрезмерно высокие напряжения[1]. Это привело к необходимости исследования электрических потенциалов (измеряемых по отношению к земле), возникающих

[1] При взрывании бризантных ВВ можно обнаружить ощутимое действие электрического тока, если взяться пальцами за проводники детонатора у клемм сухой батареи.

вблизи зарядов во время взрыва и после него. В общем случае получаемые сигналы фиксируются в течение нескольких миллисекунд и, как было установлено, состоят из положительного импульса, за которым следует отрицательный импульс или наоборот.

Относительно величин этих потенциалов можно отметить, что значения полного сигнала в области около 2 кВ были получены при взрывании электродетонаторов № 8 с использованием датчика в виде провода, смонтированного вдоль электродетонатора. Приблизительно такой же величины сигналы были получены при использовании датчика в виде сетчатого цилиндра диаметром 5 см, причем электродетонатор располагали по оси этого цилиндра. Более высокие напряжения получаются при взрывании зарядов большей массы. Например, при детонации цилиндрических зарядов из прессованного тетрила диаметром 2,5 см и длиной 2,5 см при использовании в качестве сигнальных зондов сетчатых цилиндров диаметром 3 см, расположенных концентрически к заряду, получали полную величину импульса напряжения около 5 кВ. При использовании экранирующих цилиндров диаметром 5 см вместо 2,5 см и при заполнении пространства между зарядом и экраном обычной поваренной солью были получены высокие значения полного импульса, порядка 20 кВ. Появление этих потенциалов было отнесено за счет ионизации продуктов детонации и электрокинетических эффектов в инертных материалах, возникающих под воздействием ударной волны, образующейся при детонации ВВ. Более высокие значения, получаемые при окружении заряда ВВ солью, вероятно, должны быть отнесены за счет ионных соединений. Эффект влияния соли наблюдали в университете штата Юта в начале 50-х годов, в СССР это явление наблюдали Зенин и Миц [27]. Кроме того, при детонации ВВ было обнаружено электромагнитное излучение, энергия которого выше тех значений, которые можно было бы ожидать на основе излучения продуктов детонации, рассматриваемых как черное тело.

2.3.1. Внутренние плазмы, генерируемые детонацией

Описанные наблюдения послужили причиной исследований ионизированного состояния в бризантных ВВ во время детонации и связи ионизации с детонацией. Известно, что плотность ионов во фронте детонационной волны достаточно высока, так как осциллографический метод измерения скорости детонации с помощью ионизационных датчиков основан на хорошей электрической проводимости в этой области. Даже микроволновым методом Допплера можно измерять скорость детонации, так как в большинстве ВВ происходят сильные отражения волн от детонационного фронта. Так как отражательная способность зависит от числа легко поляризуемых или свободных электронов, встречающихся в данном поперечном сечении луча, очевидно, что электронная плотность должна быть сравнительно высокой в детонационной волне.

Измерения электрической проводимости в детонационной волне малоплотных ВВ, таких, как ТНТ (грубодисперсного и мелкого), гек-

согена, тэна, тетрила, ЭДНЫ, аммотола 80/20, а также литого ТНТ и состава В, показали значения проводимости даже более высокие, чем значения, полученные для хороших полупроводников. Для испытанных ВВ плотность электронов в детонационной волне, рассчитанная на основании упомянутых измерений проводимости, составляет от 10^{17} до 10^{18} на 1 см^3. Позже было экспериментально доказано, что в некоторых наиболее интенсивных детонационных волнах плотность электронов может достигать значений, больших 10^{20} на 1 см^3. При рассмотрении известных методов ионизации было сделано заключение, что единственным механизмом, по которому может происходить ионизация наблюдаемой интенсивности при химической реакции в детонационной волне, является хемионизация. В свете этого было рассчитано время электронно-ионной рекомбинации и сделан вывод о том, что оно составляет около 10^{-8} с; эти ограничения по времени скорее объясняются механизмом электронного перехода, чем кинетической теорией. Время рекомбинации меньше времени реакции взрыва. Ширину зоны реакции, определяемую различными методами, сравнивали с шириной зоны ионизации, которую определяли при помощи электрических зондов различных типов.

Выполненные эксперименты с применением так называемой геометрической модели подтвердили высказанное ранее предположение о том, что источником ионизации являются химические реакции. К тому же, поскольку продолжительность рекомбинации мала, а плотности электронов высоки, оказывается, что приблизительно один электрон будет освобождаться на каждую молекулу ВВ, которая реагирует в реакционной зоне детонации. Эти свободные электроны способствуют протеканию различных плазменных и электрических, магнитных и электромагнитных явлений.

В самом деле, высокая степень ионизации в зоне реакции детонационной волны является уникальной особенностью детонации в конденсированных бризантных ВВ.

В этом разделе книги мы вначале опишем в общих чертах классические исследования очень яркой плазмы, испускаемой из ВВ, выполненные Бауэром [2] с помощью фотографии, а затем исследования, выполненные Куком, Кейсом и Юдаем [9] с помощью электрического зонда. Обе эти работы убедительно характеризовали детонацию как процесс, связанный с плазмами. Высокая теплопроводность в детонационной волне, четко показанная отсутствием предсказанного ранее Нейманом «пика», в действительности возможна благодаря генерируемым детонацией плазменным состояниям. Таким образом, плазменные состояния, в действительности являются неотъемлемой частью процесса детонации.

Различные методы измерения скорости детонации в течение многих лет основывались на высокой электрической проводимости ВВ. Исследования показали, что область, которая при детонации характеризуется наиболее высокой степенью ионизации и наивысшей электрической проводимостью, является зоной химической реакции. Действительная же природа этой ионизованной зоны была впервые установлена после проведения исследований, выполненных с помощью микросе-

кундной цветной фотографии облаков ионизированных продуктов, испускаемых при взрыве с открытых поверхностей конденсированных ВВ [8]. До проведения упомянутых исследований эти ярко светящиеся области объясняли действием обычных ударных волн в окружающей газовой среде, которые вызывали яркое свечение ее за счет обычного теплового излучения при высоких температурах в ударной волне. Приведенное объяснение яркого свечения было очевидным и оно даже не подвергалось сомнению. Яркость свечения, связанная с ударными волнами, распространяющимися в газовых средах, является следствием теплоемкости газообразных сред.

В результате детального изучения этих ярких газовых облаков [9] было установлено, что они действительно являются разреженными плазмами, в которых наиболее удаленные от ядра валентные электроны, очевидно, были удалены из атомов или молекул ионизацией. Эти плазмы не похожи на концентрированные плазмы, генерируемые с помощью электрического импульса, в которых все или большинство орбитальных электронов удалены из атома ионизацией.

Разреженные (генерируемые детонацией) плазмы имеют большое теоретическое значение также потому, что они выявляют недостатки общераспространенных теорий ионизации высокоплотных газов. С другой стороны, высокая сила сцепления, наблюдаемая в генерируемых детонацией плазмах, свидетельствует о том, что электроны в них не способны перемещаться независимо от соответствующих ионов и вместо этого электроны и ионы в таких плазмах находятся в состоянии, подобном тому, которое характерно для металлов [10]. Другими словами, генерируемые детонацией плазмы вызывают переход наружных валентных электронов из локализованных в атомах и молекулах состояний в коллективные электронные состояния, в которых они передвигаются свободно, но при заметном отрицательном энергетическом потенциале по всей плазме, что придает ей заметную силу сцепления. Это важно для объяснения реального существования плазм при таких сравнительно низких температурах и высоких плотностях, которые наблюдаются при детонации.

Сильно ионизированные вещества, выбрасываемые со свободных поверхностей детонирующих зарядов ВВ, являются метастабильными плазмами и могут разрушаться и взрываться при сильном перемешивании. Без перемешивания они становятся неустойчивыми спустя некоторый период времени, продолжительность которого зависит от вида газообразной среды, например для воздуха — несколько сотен микросекунд, и подвергаются разрушению с образованием обычных продуктов детонации. Они составляют переходное состояние реакции детонации, которое оказывается временно «попавшим» в энергетический спад реакции при встрече со свободной поверхностью ВВ и характеризуется истечением продуктов детонации в низко-плотную окружающую среду. Внутри ВВ вещества на переходной стадии превращаются в обычные продукты детонации намного быстрее, чему способствуют высокие значения давления и плотности в детонирующем заряде, т.е. именно те условия, которые благоприятствуют быстрому исчезновению этого состояния вещества.

2.3.2. Внешние плазмы, генерируемые детонацией

На рис. 2.2 приведены снимки плазмы, образующейся у свободной поверхности при детонации жидкого ВВ дизекайта (Д-13) — смеси 63% азотной кислоты, 24% нитробензола и 13% воды. В этом опыте жидкое ВВ детонировало в лабораторном стакане, причем стакан был заполнен ВВ на одну треть и инициирование осуществляли через дно стакана, на котором устанавливали несколько дополнительных стеклянных пластинок. Взрыв осуществляли шашкой из литого состава В. Важным выводом является то, что ярко светящаяся зона (см. рис. 2.2) исходит только от свободной поверхности ВВ. Если бы это была просто самосветящаяся ударная волна, то следовало бы ожидать, что приблизительно равное по яркости свечение будет наблюдаться как в горизонтальном, так и в вертикальном направлении от заряда, так как импеданс (ρV) стекла мало отличается от импеданса состава Д-13, т. е. ударная волна, проходящая через стекло, должна иметь такую же интенсивность, как и ударная волна, формируемая с поверхности заряда. Полное или почти полное отсутствие свечения с внешней поверхности стекла при детонации смеси Д-13 и других бризантных ВВ, взрываемых в тонких стеклянных сосудах, до выхода детонационной волны на свободную поверхность заряда служит, таким образом, доказательством того, что эта ярко светящаяся зона не является ударной волной.

На рис. 2.3, *б* приведен снимок, сделанный с помощью щелевой камеры для того, чтобы лучше увидеть боковую ударную волну, образующуюся при взрывании смеси Д-13 в стеклянном лабораторном стакане. Опыт проводили с задней подсветкой для того, чтобы расширение стекла и продуктов детонации отсекало свет и позволило сфотографировать воздушную ударную волну. В этом случае ее можно увидеть потому, что она отражает свет от перепада давления на ее фронте. На этом снимке видна только часть ударной волны на одной из противоположных сторон снимка.

Выдавливание плазм, генерируемых детонацией. Природа области яркого свечения на рис. 2.2 показана не ясно. Более отчетливо она представлена на рис. 2.4. В этих опытах смесь Д-13 инициировали через стеклянные пластинки и дно колбы взрывом дополнительного детонатора из состава В. Смесь Д-13 взрывали в колбе Эрленмейера, которая при помощи резиновой пробки соединялась с длинной стеклянной трубкой, имеющей внутренний диаметр 0,5 см. Жидкое ВВ располагалось на дне колбы Эрленмейера относительно тонким слоем. Для определения масштаба съемки использовали белый фон, разделенный линиями через интервал 5,08 см. На этом рисунке, на кадрах № 1—5 над плазмой видна зона в виде перевернутой буквы V, образованная в результате отражения свечения плазмы от боковых стенок колбы Эрленмейера. Несмотря на яркую зону, на этих кадрах можно также заметить действительный сферический плазменный фронт. Заметим, что на кадре № 6 границы плазмы хорошо очерчены как с фронтальной, так и с тыльной стороны и в этом со-

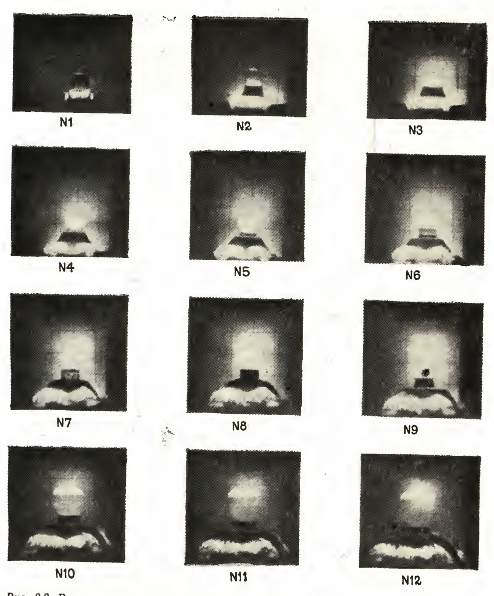
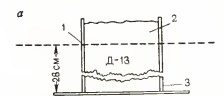


Рис. 2.2. Внешняя плазма, генерируемая при взрыве заряда из смеси Д-13, сфотографированная с интервалом между кадрами 2 мкс. (Свечение начинает постепенно исчезать на кадре № 10)



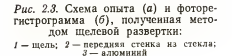
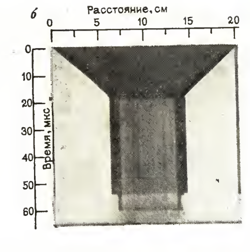


Рис. 2.3. Схема опыта (*а*) и фоторегистрограмма (*б*), полученная методом щелевой развертки:

1 — щель; *2* — передняя стенка из стекла; *3* — алюминий



стоянии ширина ее составляла около 4 см. Растрескивание колбы не было настолько сильным, чтобы нарушить прозрачность стекла спустя примерно 1 мкс после прохождения плазмы (см. кадры № 6 и 7). На кадре № 7 плазма ударяется о резиновую пробку, а на кадре № 9 она находится уже выше пробки. На кадрах № 10, 12 и 16 показано, как плазма выдавливается в стеклянную трубку диаметром 0,5 см. В этом заключается отличие генерируемой детонацией плазмы от ударной волны.

Образование плазм типа, показанного на рис. 2.2 и 2.4, является характерной особенностью детонации в конденсированных ВВ; тем не менее в любом случае, когда протекает детонация, можно наблюдать эту яркую зону. Сказанное относится не только к ВВ с высокой бризантностью, таким, как состав В (давление детонации $2{,}3 \cdot 10^{10}$ Па), но также к ВВ, развивающим при взрыве очень низкие давления, к таким, как насыпной, низкоплотный тетрил, и даже к ВВ, находящимся на пределе детонации, например к маломощной, низкобризантной гранулированной АС—ДТ. Плазмы генерируются в зоне реакции бризантных ВВ путем хемионизации. Это станет совершенно очевидным, если представить, что при взрывании заряда из литого пентолита 50/50 давление в ударной волне будет в 20 раз больше, чем при взрыве заряда АС—ДТ. Например, Бауэр и Кук [3] измерили давление в детонационной волне при взрывании заряда АС—ДТ диаметром 12,7 см и длиной 76,2 см, давление составило всего $1{,}35 \cdot 10^9$ Па, что находится, возможно, на пределе детонации. Таким образом, очень важным является то, что при этом вообще образуется плазма.

Распространение плазм, генерируемых детонацией, по изогнутым трубкам. На рис. 2.5 приведена серия последовательных кадров, на которых запечатлен процесс распространения плазмы, образованной при взрыве заряда из состава В в изогнутой стеклянной трубке диаметром 0,5 см. Так же как и в предыдущих экспериментах, плазма получалась в колбе Эрленмейера и затем

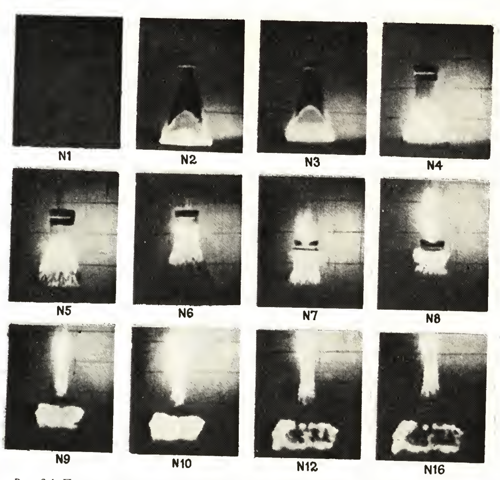


Рис. 2.4. Плазма, генерируемая детонацией смеси Д-13, выдавливается в колбу Эрленмейера и затем в стеклянную трубку диаметром 0,5 см (интервал между кадрами 2 мкс)

выдавливалась в изогнутую стеклянную трубку. Эти кадры свидетельствуют о том, что генерируемые детонацией плазмы могут распространяться по трубкам с изгибами и это может оказаться весьма полезным при изучении электрических и магнитных свойств плазм такого типа. С другой стороны, из рис. 2.5 следует соотношение между фронтом плазмы и фронтом ударной волны: фронт ударной волны значительно отстает от фронта плазмы. Впереди ударной волны стекло было прозрачным, а за ней имеется участок, равномерно освещенный рассеянным светом. Это и является иллюстрацией различия между плазмой и ударной волной.

Метастабильность генерируемых детонацией плазм. Изучению стабильности таких плазм может способствовать анализ рис. 2.6, 2.7 и 2.2. Анализируя рис. 2.2, следует отметить, что

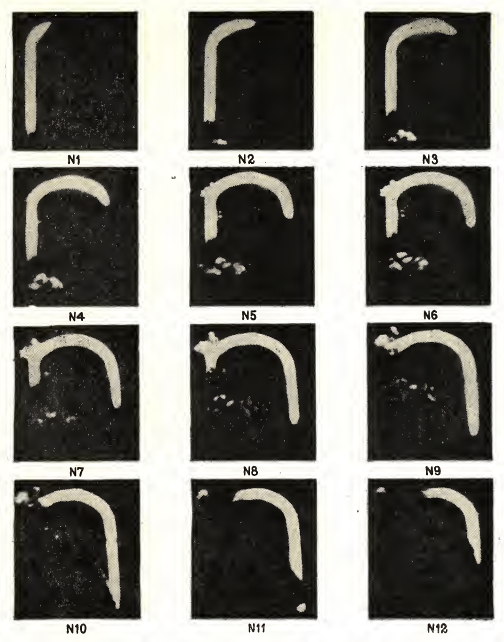


Рис. 2.5. Генерируемая детонацией плазма, перепускаемая в изогнутую трубку, распространяется во все стороны по отношению к источнику плазмы

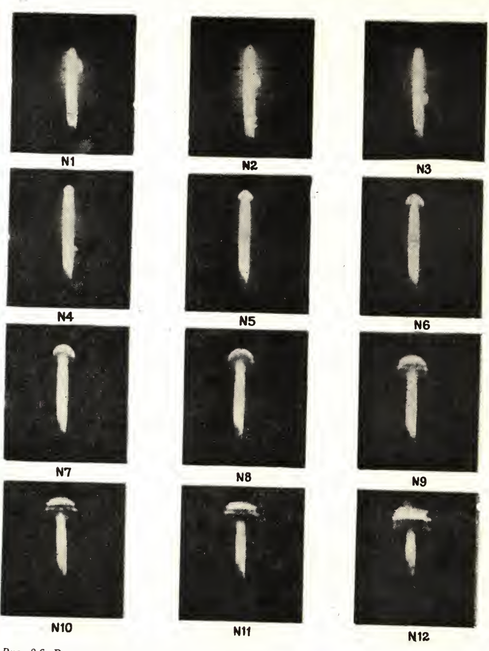


Рис. 2.6. Взрыв внешней плазмы, генерируемой детонацией заряда из состава В, при выходе ее из стеклянной трубки диаметром 1,2 см, в которую она была выдавлена (см. рис. 2.5)

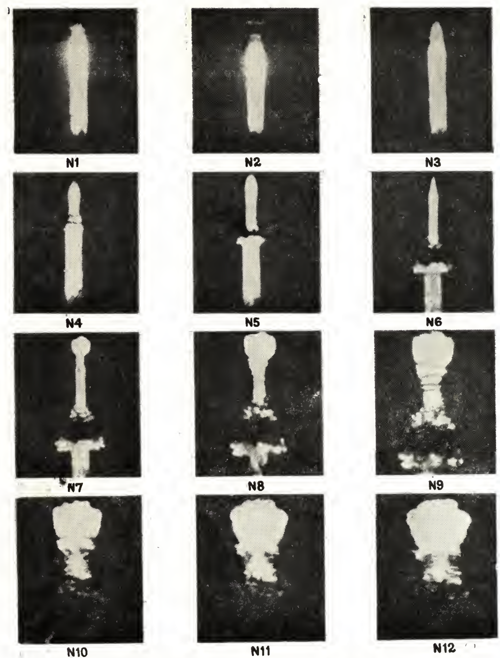


Рис. 2.7. Выдавлнванне внешней плазмы, генерируемой детонацней состава В в колбе Эрленмейера, из стеклянной трубкн диаметром 1,2 см в трубку днаметром 0,5 см, имеющую на конце коническое суженне, н взрыв плазмы на выходе нз этого конического суження

плазма при выходе из открытого цилиндрического лабораторного стакана проявляет небольшую склонность к расширению. С другой стороны, из рис. 2.6 видно, что плазма, которая в начальной стадии подвергалась сжатию и выдавливанию в трубку диаметром 0,5 см, при выходе из нее сразу взрывается с возрастающей яркостью свечения. Если плазма будет сжата до еще большей степени в трубке, один из концов которой имеет коническую форму (см. рис. 2.7), то происходит намного более сильный взрыв. Плазма не только взрывается на выходе из конического сужения, но этот взрыв распространяется также в обратном направлении по плазме, находящейся еще в конце стеклянной трубки. Эти результаты легко объяснимы с помощью квазиметаллической модели [10]. Плазма имеет, очевидно, характерную плотность приблизительно такую же, как изображенная на рис. 2.2. При сжатии плазмы до более высокой плотности и последующей разгрузке она расширяется, проскакивая состояние равновесия, в результате чего она становится нестабильной и взрывается. В соответствии с квазиметаллической моделью это происходит потому, что при снижении плотности стабильность плазмы быстро уменьшается. При еще более сильном сжатии, как в эксперименте с коническим сужением на конце трубки, конечный взрыв был более сильным. В этом случае в фазе быстрого расширения продуктов взрыва плотность плазмы уменьшалась быстрее.

Отделение ударных волн от генерируемых детонацией плазм. На рис. 2.8 приведены четыре снимка из серии кадров, полученных при выходе плазмы из конца трубки диаметром 0,5 см. Фотографирование выполняли с использованием задней подсветки; интервал между кадрами составил 2,08 мкс. Плазму получали в колбе Эрленмейера при взрыве заряда из смеси Д-13 и затем перепускали ее в стеклянную трубку. На снимках видно, что при выходе плазмы из трубки происходит характерный взрыв и образуется ударная волна, которая в конце концов отделяется от взрывающейся плазмы. Отходящая от плазмы ударная волна сама не светилась, а была освещена при помощи синхронизированной подсветки, используемой для того, чтобы осветить сзади взрывающуюся плазму и, таким образом, получить возможность увидеть ударную волну в виде ореола, окружающего плазму.

На рис. 2.9 показано изменение радиуса ударной волны во времени. Данные для построения этих зависимостей взяты из серии снимков, четыре из которых показаны на рис. 2.8. Ударная волна отходит от плазмы спустя 12,5 мкс после выхода плазмы из стеклянной трубки и затем непрерывно удаляется от быстроразрушающейся или взрывающейся плазмы.

В действительности ударная волна почти всегда отделяется от генерируемой детонацией плазмы приблизительно в конце ее существования, так как плазма обычно взрывается после того, как будет достигнут критический уровень ионизации, при котором силы сцепления становятся недостаточными для удержания плазмы вместе с ее термическим окружением. Это иллюстрируется рис. 2.10, на котором приведена фоторегистрация эксперимента, в котором смесь Д-13, на-

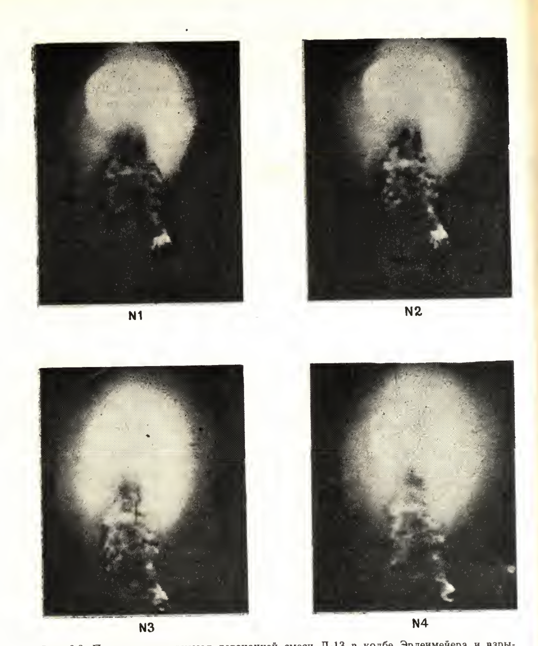


Рис. 2.8. Плазма, генерируемая детонацией смеси Д-13 в колбе Эрленмейера и взрывающаяся при выходе из стеклянной трубки диаметром 0,5 см. (Кадры сняты после образования ударной волны, удаляющейся от плазмы)

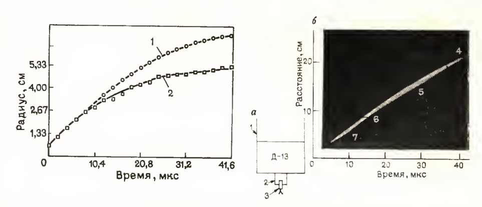


Рис. 2.9. Зависимость радиуса ударной волны, образованной расширяющейся плазмой, от времени (интервал между кадрами 2,08 мкс):

1 — ударная волна, образованная расширяющейся плазмой; *2* — окружность плазмы

Рис. 2.10. Схема опыта (*а*) и щелевая фоторазвертка (*б*) процесса отделения ударной волны от взрывающейся плазмы:

1 — лабораторный стакан; *2* — промежуточный детонатор; *3* — детонатор; *4* — ударная волна; *5* — плазма; *6* — верх лабораторного стакана; *7* — истинная боковая ударная волна

литая в лабораторный стакан (объемом 250 см^3) на высоту 5 см, детонировала, и генерируемая детонацией внешняя плазма регистрировалась с помощью щелевой камеры. Протяженность плазмы можно определить измерениями расстояния вдоль оси заряда при равных промежутках времени.

К концу этого периода, когда свечение начинает постепенно исчезать, ударная волна отделяется от плазмы и распространяется на некоторое расстояние после того, как плазма исчезает совсем.

Рекомбинационная ударная волна в генерируемых детонацией плазмах. Генерируемые детонацией плазмы имеют высокое сцепление [10], характерное для квазирешетчатой, металлоподобной структуры, в которой энергия сцепления ε_c сравнима по величине со средним потенциалом ионизации газообразных продуктов в вакууме. Что плазмы такого типа должны иметь сцепление, было впервые показано Эккером и Вейтцером [14]. Генерируемые детонацией внешние плазмы являются внутренними плазмами, которые были выброшены в окружающую среду с низкой плотностью. При более низкой плотности плазмы имеют более слабое сцепление, но все же остаются метастабильными до тех пор, пока значение ε_c будет заметно больше тепловой энергии kT, в противном случае это приведет к разрушению их. При низком значении ε_c они разрушаются при тепловом перемешивании или при высоком уровне сцепления могут взорваться при нарушении их структуры механическим способом, например при столкновении с каким-либо прочным объектом.

Во время своего существования, достигающего нескольких сотен микросекунд при спокойном истечении, внешние, генерируемые детонацией плазмы подвергаются ускоряющемуся разложению, которое иногда переходит во взрыв. Разложение происходит наиболее быстро в

областях низкой плотности, следовательно, оно протекает более медленно на фронте и быстрее всего — на тыльной поверхности внешних плазм, как это видно на приведенных выше кадрах. Даже несмотря на то что их плотность может быть в несколько сотен раз больше плотности воздуха, внешние, генерируемые детонацией плазмы оказывают очень малое внешнее давление вследствие их высокого сцепления. Подтверждением этого является низкое давление, оказываемое плазмами трубок, о чем свидетельствует относительно медленное боковое расширение их и задержки с растрескиванием стекла. Следовательно, при рекомбинации давление резко возрастает. Поэтому в тыльной поверхности внешней, генерируемой взрывом плазмы наблюдается внезапный скачок давления. Этот внезапный скачок давления называют рекомбинационной ударной волной.

Конечно, появление пика давления в тыльной поверхности, а не во фронте реакционной зоны детонационной волны объясняется этой внутренней рекомбинационной ударной волной.

На рис. 2.11 приведена серия кадров (интервал между кадрами 1 мкс), полученных при съемке внешней, генерируемой детонацией плазмы. При съемке применяли несильную заднюю подсветку и использовали систему плексигласового[1] «свидетеля», с тем чтобы зафиксировать форму ударной волны, образуемой плазмой. При выполнении этого опыта заряд из смеси Д-13 (100 см^3) детонировал в стеклянном стакане объемом 250 см^3; инициирование детонации осуществляли через дно стакана зарядом из состава В. Съемку начинали в тот момент, когда плазма выходила из стакана. На первых шести кадрах видно, что плазма пересекает пространство между стаканом и плексигласовым блоком-свидетелем. На остальных четырнадцати кадрах показаны эффекты, сопровождающие столкновение плазмы с блоком-свидетелем. Для объяснения интерпретации снимков на рис. 2.12 приведен кадр № 7, на котором плазма сталкивается с плексигласовым блоком-свидетелем. Головная ударная волна, образованная плазмой, рекомбинационный фронт, сама плазма и, наконец, головная волна, образованная рекомбинационным фронтом, были отчетливо зарегистрированы на этой весьма удачной серии кадров, полученных с идеальной подсветкой сзади. Все кадры, за исключением последнего, сделаны до того момента, как плазма натолкнется на плексиглас. Ударную волну, генерируемую плазмой в плексигласе, можно впервые увидеть на кадре № 7. На последующих трех кадрах видно, что газы за плазмой начинают ярко светиться вследствие рассеивания света от плазмы, когда она подвергается быстроускоряющемуся разложению, вызванному столкновением с пластиной-свидетелем.

Плазма исчезает полностью только спустя несколько микросекунд после столкновения с плексигласом или же в противном случае она будет существовать, возможно, на сотню микросекунд дольше. Рекомбинационная ударная волна была обнаружена при помощи плексигласового блока. То, что она является намного более интенсивной, чем

[1] В зависимости от фирмы-изготовителя плексиглас также называется и люсайтом или перспексом и т. д.

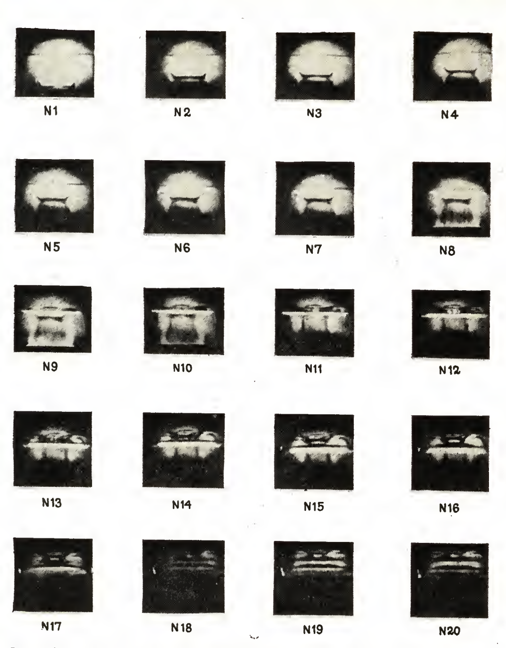


Рис. 2.11. Процесс столкновения внешней плазмы, генерируемой детонацией смеси Д-13, с плексигласовым блоком

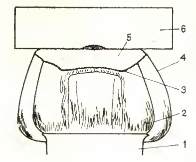


Рис. 2.12. Схема кадра № 7 (см. рис. 2.11):

1 — лабораторный стакан; *2* — головная волна, соответствующая рекомбинационной ударной волне; *3* — рекомбинационная ударная волна; *4* — головная волна плазмы; *5* — плазма; *6* — подсвеченный сзади плексигласовый блок

первоначальная ударная волна (образованная при ударе о блок плазмы), ясно видно сразу после удара о блок-свидетель. Заметим, что вспышка яркого света сосредоточена внутри плексигласового блока (кадры № 11 и 12). Как видно на последующих кадрах серии, полная волна с разобщенными скачками уплотнения распространяется в плексигласовом блоке, сохраняя идентичность каждой ударной волны на всех последующих снимках серии, причем затемнение является результатом образования трещин при растяжении в разобщенной волне, и плексиглас немедленно восстанавливается при следующем сжатии. Благодаря этому плексиглас является очень удобным свидетелем для идентификации ударной волны. То обстоятельство, что внешние, генерируемые детонацией плазмы содержат вещество, выбрасываемое со свободной поверхности ВВ, было отмечено по красному цвету газов (окислы азота), истекающих струей с тыльной поверхности разлагающейся плазмы. Продукты взрыва смеси Д-13 содержат много окислов азота. Выделение струи газов с тыльной стороны плазмы ясно видно из серии кадров, приведенных на рис. 2.11, причем на этих снимках также отчетливо виден ромбообразный скачок уплотнения Маха. Возможно, именно эта реактивная движущая сила заставляет внешние, генерируемые детонацией плазмы незамедлительно отделяться от головной части продуктов детонации и распространяться обычно со скоростями, превышающими скорость детонации.

Соотношения между плотностью, проводимостью и скоростью в генерируемых детонацией плазмах. На рис. 2.13 и 2.14 приведены обобщенные данные измерений скорости, относительных проводимости и плотности для сжатых и выталкиваемых плазм. Скорости определяли на основании щелевых фоторазверток процесса и (или) из снимков покадровой съемки. Оценку относительной плотности производили на основании общего объема плазмы, который устанавливали из различных серий снимков покадровой съемки, и с учетом того, что заметное количество вещества теряется плазмой при ее распространении вверх по колбе и по стеклянной трубке. Значения относительной проводимости получали при помощи электрической зондовой системы. Если полученные значения относительной плотности ρ/ρ_0 менее надежны, то результаты определения скорости V и относительной проводимости σ/σ_0 (см. рис. 2.13 и 2.14) можно считать вполне надежными.

Скорость распространения плазмы (рис. 2.15) измеряли в направлении, параллельном оси колбы и стеклянной трубки ($V_{\parallel}$), как внутри, так и снаружи экструзионной системы и в направлении, перпендикулярном к оси экструзионной системы ($V_{\perp}$), снаружи ее. При распространении плазмы в лабораторном стакане значения $V_{\parallel}$ были посто-

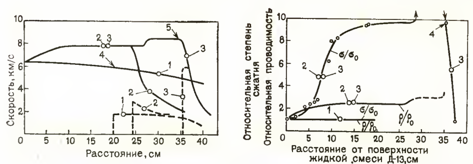


Рис. 2.13. Зависимости скорости распространения внешних плазм, генерируемых детонацией смеси Д-13, от зеркала жидкого ВВ:

1 — в лабораторном стакане; *2* — в колбе Эрленмейера и стеклянной трубке; *3* — в колбе Эрленмейера, стеклянной трубке и трубке с коническим сужением на конце; *4* — конец цилиндра; *5* — конец трубки с коническим сужением

Рис. 2.14. Зависимости относительной плотности (ρ/ρ_0) и относительной проводимости (σ/σ_0) от расстояния в сжатых внешних плазмах, генерируемых детонацией заряда из смеси Д-13:

1 — в лабораторном стакане; *2* — в колбе Эрленмейера и стеклянной трубке; *3* — в колбе Эрленмейера, стеклянной трубке и трубке с коническим сужением на конце; *4* — конец трубки с коническим сужением

янными и приблизительно составляли 6,2 км/с. При распространении плазмы за пределами стакана наблюдалось медленное уменьшение скорости. Значения скорости $V_\perp$ сначала возрастают от нуля до максимума, составляющего 1,95 км/с, а потом уменьшаются.

В то время пока плазма находилась в колбе Эрленмейера, значения $V_\parallel$ непрерывно возрастали, а в стеклянной трубке диаметром 1,2 см оставались постоянными и равными 7,8 км/с. Однако на выходе из конца трубки значения $V_\parallel$ быстро уменьшаются. В соответствии с быстрым торможением плазмы после выхода ее из трубки скорость бокового расширения $V_\parallel$ быстро увеличивается и достигает максимума в 2,8 км/с. Затем плазма подвергается распаду, так что $V_\perp = V_\parallel$ на расстоянии от 10 до 15 см от конца трубки.

При входе плазмы в коническое сужение в конце трубки значение скорости $V_\parallel$ возрастает от 7,8 до 8,3 км/с, но после выхода из конца трубки сразу уменьшается. В то же время скорость $V_\perp$ повышается скачкообразно почти от нуля до отчетливого максимума, равного 5,8 км/с, когда плазма выходит из конического сужения и расширение практически равномерно во всех направлениях ($V_\perp = V_\parallel$).

Значения относительной плотности можно было оценить только при распространении плазмы внутри стеклянного стакана и стеклянных трубок (см. рис. 2.14). Эта оценка показала, что плотность плазмы остается фактически постоянной $\left(\frac{\rho}{\rho_0} = 1\right)$ при распространении в цилиндрическом стакане, но при переходе плазмы в трубку диаметром 1,2 см ее плотность возрастает до $\rho/\rho_0 = 2{,}5$. При перепуске плазмы в трубку меньшего диаметра с коническим сужением относительная плотность ее увеличивается приблизительно до 3.

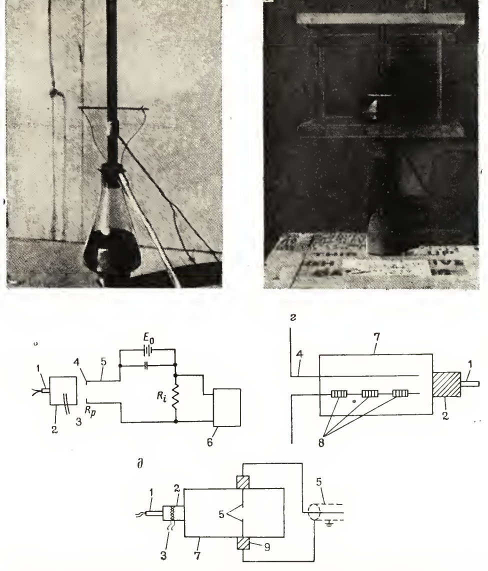


Рис. 2.15. Фотографии устройств, используемых при определеиии электропроводимости в сжатых и иаходящихся при иизком давлеиии виешиих, геиерируемых детоиацией плазмах, и схемы электрических цепей и методов:

а и *б* — метод соответствеиио перпеидикулярных и параллельных зоидов; *в* — схема общей электрической цепи; *г* н *д* — схема измереиия с нспользоваиием метода соответствеиио параллельиых и перпендикулярных зондов; *1* — детонатор; *2* — заряд ВВ; *3* — проводники для запуска осциллографа; *4* — зонды; *5* — коаксиальный кабель; *6* — осцнллограф «Тектроннкс 521»; *7* — ограничнвающая трубка; *8* — нзолнрованные участки небольшой длнны; *9* — подставка нз изоляцноиного материала

Рис. 2.14 иллюстрирует хорошее совпадение относительной удельной проводимости с плотностью плазм. За исключением ранних стадий, относительная проводимость σ/σ_0 в плазме, образующейся при взрыве заряда из смеси Д-13, возрастает, так же как и плотность, примерно в 3 раза, как это характерно для обычных металлов. Например, для меди при увеличении давления до 10^{12} Па отношение $\Delta\sigma\rho_0/\Delta\rho\sigma_0 \approx 3$. Здесь $\Delta\sigma$ и $\Delta\rho$ — увеличение проводимости и плотности при изменении давления от 0 до 10^{12} Па. Эти результаты подтверждают то предположение, что генерируемые детонацией плазмы по своему характеру являются квазиметаллическими.

2.4. ПЛАЗМЕННЫЙ ХАРАКТЕР РЕАКЦИОННОЙ ЗОНЫ ПРИ ДЕТОНАЦИИ

Положение о том, что внутренние плазмы являются переходным состоянием в реакционной зоне детонации, было предсказано и теоретически объяснено в работе Кука, Кейса и Филлера [11]. Исследователи предположили, что необходимым условием для инициирования и распространения детонации должна быть очень высокая теплопроводность. Дополнительные исследования, проведенные с помощью высокоскоростной фотографии и с использованием цветных пленок, показали, что образование плазмы всегда предшествует переходу процесса горения в детонацию. Кроме того, при анализе серии цветных кадров наблюдается тепловой импульс — предшественник, ведущий за собой детонационную волну. Как видно на этих снимках, тепловой импульс стирает вообще видимость детонационного «пика» в жидких ВВ. Ударная волна отчетливо видна в тех случаях, когда она не инициирует детонацию, но ударная волна будет почти полностью стерта, когда она инициирует детонацию [7].

2.4.1. Источник образования плазм

Исследования с помощью высокоскоростной цветной фотографии наглядно показали, что источником внешних плазм является хемионизация в реакционной зоне детонации. Это было также подтверждено результатами опытов, выполненных с помощью зондовых методов исследования электрических зарядов. Внешние плазмы не распространяются из ВВ в окружающую среду, если поверхность заряда не обнажена. Например, светящаяся плазма не выбрасывается в стеклянную трубку при детонации нитрометана в том случае, если на его поверхности находится слой воды высотой всего лишь 1 или 2 мм. Кроме того, образованию плазм препятствуют сравнительно тонкие слои стекла, хотя едва видимая ударная волна распространяется в боковом направлении с относительно низкой скоростью; составной элемент этой ударной волны можно увидеть на фоторегистрограмме, полученной с помощью щелевой камеры (см. рис. 2.10). Исследования, выполненные с использованием метода зондов (см. рис. 2.15) и при расположении зонда на расстоянии 3 см от поверхности заряда, подтвердили, что тонкие слои воды и стекла исключают также электрическую проводи-

мость. Измерения, кроме того, были выполнены при взрывании шашек из прессованного тетрила (диаметр 2,5 см, масса 22,5 г), причем в одних опытах торцы шашек были покрыты алюминиевыми пластинками толщиной 0,635 мм, а в других — поверхность тетрила оставалась открытой. Так как импеданс алюминия хорошо согласуется с импедансом тетриловой шашки, ударная волна будет проходить через алюминий в воздух практически без ослабления. Следовательно, если ударная волна вызывает образование внешних плазм, то для обоих рассматриваемых случаев будут наблюдаться приблизительно идентичные записи зависимости проводимости от времени. Однако эксперименты не подтвердили приведенных рассуждений. В опытах с алюминиевой пластинкой, покрывающей торец заряда, никакого сигнала не появлялось до тех пор, пока сама пластинка, перемещающаяся со скоростью 4 км/с, не замыкала накоротко зонды. В зарядах без пластинки был получен относительно широкий, плазменного типа след «проводимость — время», а внешняя плазма распространялась от торца заряда к зонду со средней скоростью 6 км/с.

При расположении зондов на расстоянии 3 см от торцов зарядов, покрытых слоем воска различной толщины, интенсивность плазмы резко уменьшалась при увеличении толщины слоя воска; проводимость полностью исчезла при толщине слоя воска на заряде величиной 2 мм. Такая толщина слоя воска оказалась недостаточной для того, чтобы предотвратить распространение ударной волны через него. По-видимому, слой воска препятствовал образованию плазмы тем же самым способом, как вода и стекло, т. е. путем захвата электронов, подобного тому, который происходит внутри ВВ.

2.4.2. Взаимосвязь между ударной волной и плазмой

Действительное соотношение между внутренней и внешней плазмами и ударной волной заметно при рассмотрении высокоскоростной цветной фотографии. При этом можно наблюдать, что внутренняя плазма действительно опережает на определенное, поддающееся измерению расстояние ту часть детонационной волны, в которой давление возрастает. Подтверждением этого обстоятельства является тот факт, что, как было обнаружено, внешняя, генерируемая детонацией плазма также опережает основную ударную волну, распространяющуюся за пределами заряда ВВ. То, что четко выраженная ударная волна заметно отстает от плазмы, также следует из результатов трех серий опытов, выполненных с зарядами из состава С-4 и дизекайта (рис. 2.16).

Зависимость протяженности плазмы L_p^* от ширины зоны реакции a_0. Источником внешних плазм является хемионизация на обнаженной поверхности заряда. Ионизированные частицы выбрасываются в низкоплотную, газообразную среду и там временно стабилизируются от предстоящего разрушения благодаря низкой плотности среды и отсутствию условий, необходимых для быстрого распада. Если известна общая продолжительность реакции ВВ τ, то можно предсказать начальную протяженность внешней плазмы

L_p^* и установить связь L_p^* с шириной зоны реакции a_0 ВВ. По истечении времени τ с момента выхода плазмы из ВВ фронт плазмы будет находиться на расстоянии $V^*\tau$ от поверхности заряда (V^* — скорость движения фронта плазмы). В соответствии с моделью поверхностной реакции порошкообразных ВВ, предложенной Эйрингом [15], самая высокая скорость реакции наблюдается на фронте, а наименьшая — в тыльной части реакционной зоны. С другой стороны, в соответствии с квазиметаллической моделью внешняя плазма может существовать только в том случае, если степень ионизации превысит некоторое определенное критическое значение. Поэтому задняя часть внешней плазмы должна исчезать намного быстрее, чем ее фронт, в результате чего начальное значение L_p, т. е. L_p^* в действительности будет несколько меньше, чем $V^*\tau$. Внешние плазмы имеют тенденцию к расширению, так как они теряют свою энергию сцепления при рекомбинации ионов, и L_p, таким образом, увеличивается со временем, но скорость этого расширения составляет только небольшую часть скорости, наблюдаемой при свободном расширении. Поэтому для сравнения с a_0 интересно получить из зависимости $L_p(t)$ значения начальной протяженности плазмы L_p^*. Приблизительные значения L_p^* определяются из выражения

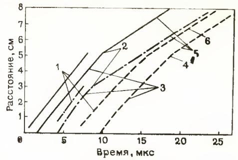


Рис. 2.16. Зависимостн расстояний от времени, проходимых фронтом плазмы, фронтом ударной волны, следующей за плазмой, и результирующимн ударными волнами, образующимися при столкновении плазм с плексигласовым блоком:

1 — фронт плазмы; *2* — момент столкновения с плексиглаcовым блоком; *3* — ударные волны за фронтом плазмы; *4* — момент столкновения с плексигласовым блоком; *5* — сильная ударная волна в плексигласе; *6* — ударная слабая волна в плексигласе; сплошные линии — заряд из дизекайта 13 диаметром 7,6 см и длиной 9,5 см; пунктирные линии — заряд из дизекайта 13 диаметром 7,6 см н длиной 4 см; штрнхпунктирные линии — заряд из состава В диаметром 3,2 см и длиной 5,1 см

$$L_p^* = kV^*\tau = \frac{4ka_0V^*}{3D}, \quad (2.12)$$

где D — скорость детонации; k — постоянная, имеющая среднее значение приблизительно 0,5.

Зависимость $L_p(t)$ может быть определена из результатов опытов, проведенных с помощью как высокоскоростной фотографии, так и зондовых методов. Для этой цели лучше использовать щелевую развертку, чем покадровую съемку, так как последняя требует коррекции изображения, которая может быть проведена путем сравнения нескольких серий кадров, снятых с различной скоростью съемки. Щелевая развертка обеспечивает построение непрерывной, точной зависимости $L_p(t)$, которая может быть построена для всего расстояния от конца заряда до точки окончательного исчезновения внешней плазмы. Для определения значения L_p^* при помощи зондового метода необходимо выполнить значительное количество измерений, с тем чтобы обеспечить на-

дежную кривую зависимости $L_p(t)$, которую можно было бы экстраполировать на нулевое расстояние, чтобы получить значение L_p^* [1].

При изучении процесса перехода горения в детонацию в нитрометане и смеси Д-13 [8] были получены цветные кадры, позволившие сравнить a_0 с L_p^*. Наблюдаемое значение протяженности внешней плазмы находилось в качественном соответствии с этой моделью для жидкостей. На рис. 2.17 показана зависимость L_p^* от L/d из двадцати серий кадров, полученных при взрывании смеси Д-13 и нитрометана. Наблюдаемое уменьшение значений L_p^* при увеличении отношения L/d является подтверждением корреляции между значениями L_p^* и a_0, т. е. a_0 уменьшается с увеличением L/d точно таким же образом, как это показано на рис. 2.17. При сравнении значений a_0 со значениями L_p^* обнаруживается, что величина k в уравнении (2.12) несколько меньше единицы, причем среднее значение будет равняться 0,5. Например, изучение предпоследнего кадра в классической серии снимков, показанных на рис. 8.13 в работе [7], дает для a_0 значение, равное 1,2 см. В этом случае отношение L/d, измеренное по положению перехода горения в детонацию в верхней части жидкого ВВ, составило 1,6. Для этого значения L/d из рис. 2.16 получим, что $L_p^*=0{,}8$ см. При $k=1$ по уравнению (2.12) начальная протяженность плазмы L_p^* равнялась бы 1,6 см, так как $V^* \doteq D$. В соответствии с моделью поверхностной эрозии Эйринга скорость реакции во время $\frac{\tau}{2}$ будет составлять одну четвертую от начальной скорости реакции. Поскольку время жизни плазмы при взрыве является коротким, скорость истечения электронов и ионов в воздух при $t=\frac{\tau}{2}$ должна составлять одну четвертую от той величины, которая наблюдается в момент $t=0$, т. е. в момент достижения детонационной волной поверхности заряда. Таким образом, можно считать, что значение k будет меньше 1, а именно около 0,5 для смеси Д-13 и нитрометана.

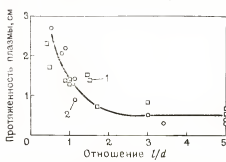


Рис. 2.17. Зависимость начальной протяженности внешней плазмы, генерируемой детонацией зарядов из смеси Д-13 и нитрометана, от отношения длины заряда к диаметру (после поправки на коррекцию изображения—на основании результатов, полученных Куком, Паком и Геем):

1 — смесь Д-13; *2* — нитрометан

На рис. 2.18 приведены зависимости L_p от расстояния, полученные для внешних плазм, генерируемых при взрыве зарядов из насыпного тетрила плотностью 1 г/см³ и зарядов из нитрометана. Для проведения опытов с тетрилом использовали заряды двух размеров: диаметром 5,1 см и высотой 30 см и диаметром 2,5 см и высотой 7,9 см. Заряды готовили из трех различных по размеру частиц фракций

[1] Зондовая измерительная система типа 1 имеет перпендикулярные зонды (рис. 2.15, *д*); зондовая система типа 2 имеет параллельные зонды (рис. 2.15, *г*).

тетрила: —0,833+0,589 мм, —0,417+0,295 мм и —0,295 мм. Нитрометан наливали в квадратные бутылки, при этом заряды нитрометана имели размеры 7,6×30 см и 7,5×7,5 см. Значения L_p для случая взрывания зарядов из тетрила были получены с помощью метода щелевой камеры измерением расстояния (при постоянном времени), занимаемого светящейся зоной, как на рис. 2.10, и (или) измерением времени, необходимого для того, чтобы светящаяся зона прошла через данную точку с соответствующей ей скоростью. Измерения были также сделаны с помощью зондового метода типа 1 при расположении зондов на расстоянии 1 см от торца зарядов, приготовленных из насыпного тетрила и имеющих диаметр 5,1 см и высоту 30 см. Результаты для нитрометана были получены Паком с помощью метода покадровой съемки. С помощью зондовой системы типа 2 было также выполнено измерение проводимости. В этом случае использовали на зонде изолированные участки длиной 3 см, находящиеся на расстоянии соответственно 15, 25 и 35 см от торца с размерами 7,5×7,5 см. Исследовались заряды из нитрометана. При взрывании зарядов были получены данные, на основании которых и построена кривая *9* на рис. 2.18. Измерения зависимости проводимость — время показывают, что L_p составляла приблизительно 3 см при удалении плазмы на 15 и 25 см, но была значительно больше на расстоянии 35 см от поверхности нитрометана. Эти значения по существу согласуются с кривой *9* (см. рис. 2.18) зависимости $L_p(t)$ из серии снимков, полученных при помощи покадровой цветной съемки. Более интересный результат был получен при использовании прерывисто изолированных параллельных зондов, которые начинались на расстоянии 1 см от стеклянной пластинки. Через эту пластинку нитрометан инициировали на расстоянии 6,5 см от поверхности жидкого нитрометана. Регистрировали наличие проводимости сначала во внутренней плазме, а затем во внешней, после того как волна выйдет на поверхность заряда. Отсутствие проводимости и разрыв в записи, наблюдающиеся во время выхода плазмы из жидкости, были подтверждением связи между внутренними и внешними плазмами, причем последние являются продолжением внутренней плазмы.

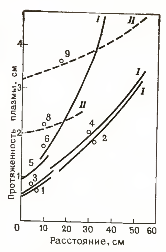


Рис. 2.18. Зависимость протяженности плазмы от времени (или расстояния) с момента выхода ее с торца зарядов при отношении $l/d=3$:

I — данные щелевой развертки; *II* — данные покадровой съемки; *1, 3, 5* — тетрил ($\rho=1$ г/см³; $d=5$ см; $l=30$ см); *2, 4, 6* — тетрил ($\rho=1$ г/см³; $d=2,5$ см; $l=7,9$ см); *7* — тетрил ($\rho=1,5$ г/см³; $d=2,5$ см; $l=2,5$ см); *8* — нитрометан ($\rho=1,13$ г/см³; $d=7,5$ см; $l=30$ см); *9* — нитрометан ($\rho=1,13$ г/см³; $d=7,5$ см; $l=7,5$ см)

Влияние размера частиц является другим подтверждением теории, заключающимся в том, что источником внешней плазмы служит хемиионизация. Значения L_p зависят от размера частиц именно так, как предсказывает по уравнению (2.12) механизм поверхностной эрозии Эйринга. Несмотря на то что следы на записях для зарядов диамет-

ТАБЛИЦА 2.4

Сравнительные результаты измерения L_p^* (см) со значениями, рассчитанными на основании экспериментальных и теоретических значений a_0

Размер частиц тетрила, мм	Значения	
	эксперимен-тальные	расчетные
$-0,833+0,589$	0,95	3—2,2
$-0,417+0,295$	0,65	1,4
$-0,295$	0,55	—

ром 2,5 см не распространяются назад к торцу заряда (что делают с целью определения приблизительной продолжительности внешней плазмы вместо определения L_p^*), они при экстраполяции дают приблизительно то же самое значение L_p^*, которое было измерено при взрывании зарядов диаметром 5,1 см и длиной 30 см. В табл. 2.4 приведены сравнительные значения L_p^* для зарядов из тетрила со значениями a_0, приведенными в работе [7], а также с данными, рассчитанными на основании экспериментальных кривых зависимости скорости детонации от диаметра заряда с использованием геометрической модели для зоны реакции.

В этом случае измеренная ширина реакционной зоны a_0 была примерно в 3 раза больше значения, рассчитанного по уравнению (2.12) с использованием измеренного значения L_p^* при $k=1$. Поэтому оказывается, что k должно быть несколько меньше единицы (в данном случае порядка 0,3—0,4, если использовать геометрическую модель для a_0). Наконец, отметим, что значение $L_p^*=2$ см для нитрометана при $L/d=4$ будет приблизительно в 0,6—0,7 раза больше значения, вычисленного по уравнению (2.12) с использованием ширины зоны реакции, наблюдаемой при помощи покадровой цветной фоторегистрации ($2,0<a_0<$ $<2,5$ см), причем в этом случае скорее наблюдается непосредственно зона реакции, а не внешняя плазма.

2.4.3. Плазмы в различных средах

На рис. 2.19 приведены четыре серии снимков, полученных при распространении плазмы в кислороде *(а)*, водороде *(б)*, гелии *(в, г)* и в гелии, следующем за слоем воздуха, причем все газы находились при атмосферном давлении. В кислороде (рис. 2.19, *а*) плазма светилась, но не так ярко, как в воздухе, азоте или аргоне. В водороде плазма была несветящаяся, но ее можно увидеть (рис. 2.19, *б*), так как она имела показатель преломления, достаточный для того, чтобы изогнуть линии, нанесенные на белый задний план. В гелии (рис. 2.19, *в*) плазма, генерируемая при взрыве заряда из смеси Д-13, была также несветящейся, но изгиб линий, нанесенных на задний план, был более сильным, чем в случае водорода, несмотря на то что при взрывании в гелии заряда из состава В такого преломления не существовало.

Снимки, приведенные на рис. 2.19, *д*, иллюстрируют процесс преломления света при прохождении его через плазму. Они также показывают, что разряд заряженных зондов происходит далеко впереди газового облака.

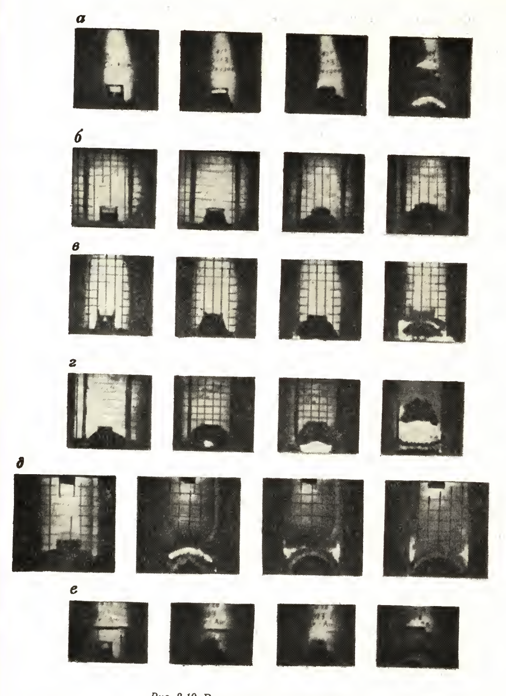


Рис. 2.19. Распространение плазмы в:

а — кислороде (заряд Д-13); *б* — водороде (заряд Д-13); *г* — гелии (заряд состава В); *в* — гелии (заряд Д-13); *д* — гелии (заряд Д-13 с высоковольтным разрядом ≈20 кВт); *е* — гелии, а затем в воздухе; газы разделены тонкой полиэтиленовой пленкой (заряд Д-13)

Интересный эффект также показан на рис. 2.19, *е*. При проведении этого опыта использовали тонкую пластиковую пленку, отделяющую гелий от воздуха. При распространении в гелии плазма была невидимой, но при столкновении с пластиковой пленкой давала свечение, и некоторое время спустя можно было видеть светящуюся плазму, распространяющуюся в воздухе впереди газообразных продуктов взрыва смеси Д-13.

2.4.4. Регистрограммы электропроводность — время

Осциллографические регистрограммы, полученные с помощью зондового метода типа 2 (параллельные зонды) при использовании зарядов из прессованного тетрила диаметром 2,5 см и массой 22,5 г, а также ограничивающей трубки диаметром 2,5 см, приведены в работе [9]. Они были получены при использовании трубок длиной соответственно 90 и 60 см, заполненных воздухом. При длине зондов более 58 см воспроизводимость была хорошей. На основании относительно медленной скорости разложения плазмы можно предположить, что за время, меньшее 300 мкс, электропроводность не достигает нуля, так как за период около 225 мкс наблюдается снижение электропроводности только приблизительно на 20%. Регистрограммы, полученные при распространении плазмы в заполненной аргоном трубке длиной 89 см при использовании зондов длиной 87 см, показали, что скорость разложения в этом случае сравнима со скоростью разложения при распространении плазмы в воздухе, причем регистрограммы, полученные для воздуха и аргона, были очень похожи между собой во всех отношениях. Регистрограммы, полученные при распространении плазмы в кислороде в ограничивающих трубках диаметром 2,5 см и длиной 60 см и при использовании параллельных зондов длиной 58 см, показывают, что скорость разложения в кислороде заметно выше, чем в воздухе и аргоне. Наконец, регистрограмма, полученная при распространении плазмы в хлоре, также в ограничивающей трубке диаметром 2,5 см и длиной 60 см, свидетельствует о еще большей скорости разложения плазмы. Внезапное увеличение электропроводности, видимое в конце каждой из этих регистрограмм, объясняется тем, что плазма ударяется о конец ограничивающей трубки и таким образом претерпевает сжатие. При сжатии плазмы электропроводность резко возрастает, что было показано измерениями, выполненными при помощи зондов в ряде опытов, в которых плазма специально ударялась об отражательную перегородку.

Регистрограммы, полученные при использовании метода измерительных зондов типа 2 в ограничивающих трубках диаметром 5 см и длиной 30 см, заполненных соответственно воздухом, гелием, азотом, кислородом и хлором, показали, что помимо влияния характера среды на скорость разложения плазмы, существенны эффекты соударения плазм с ограничивающей трубкой, направленные вниз из точки возникновения. При проведении этих опытов в качестве генератора плазмы использовали заряды из прессованного тетрила диаметром 2,5 см,

массой 22,5 г и плотностью 1,5 г/см³. В хлоре скорость разложения плазмы была настолько высокой, что плазма исчезала при минимальной электропроводности первого импульса, но во всех остальных газах она опять возрастала в новый максимум и затем уменьшалась. При использовании измерительной системы, в которой на одном из двух параллельных зондов размещены изолированные секции соответствующей длины (см. рис. 2.15), было установлено, что протяженность плазмы увеличивается до максимума при минимальной электропроводности, что происходит на расстоянии приблизительно 15 см от заряда, а затем сокращается до минимума при максимальной электропроводности, что происходит на расстоянии приблизительно 22 см от заряда. Таким образом, электропроводность, как можно увидеть опять, быстро возрастает при сжатии и уменьшается при расширении внешних плазм. Эти отношения между плотностью и электропроводностью похожи на те, которые были обнаружены для металлов, и напоминают существующие на пульсирующих звездах.

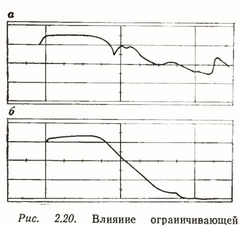


Рис. 2.20. Влияние ограничивающей плазму трубы на характер регистрограммы «проводимость — время»:

а — плазма перепускается из трубы диаметром 5 мм; *б* — плазма распространяется в открытый воздух; диаметр заряда 2,5 см; усиление 6 В/см; скорость развертки 12 мкс/см

На рис. 2.20 приведены две регистрограммы, полученные при использовании усиления 6 В/см, скорости развертки 12 мкс/см и смещающего напряжения 20,5 В. На регистрограмме *а* представлена запись изменения электропроводности со временем для внешней плазмы в воздухе, генерируемой при взрыве заряда прессованного тетрила диаметром 2,5 см и массой 22,5 г, которая сначала распространяется в ограничивающей трубке диаметром 2,5 см и длиной 18 см, а затем переходит в расширительную трубку диаметром 5 см и длиной 30 см. При распространении плазмы в трубке диаметром 2,5 см не было заметно никакой пульсации, но после перехода плазмы в расширительную секцию диаметром 5 см и длиной 30 см происходит пульсация электропроводности с минимумом, наблюдаемым на расстоянии 14 см и максимумом на расстоянии около 22 см от конца трубки диаметром 2,5 см. Регистрограмма *б* была получена при использовании того же генератора плазмы, но в данном случае она распространялась сначала в ограничивающей трубке диаметром 2,5 см и длиной 19 см, а затем выходила в окружающее пространство. Пока плазма находилась в трубке диаметром 2,5 см, электропроводность ее оставалась примерно постоянной, но она быстро разлагалась и электропроводность уменьшалась до нуля спустя приблизительно 45 мкс после выхода плазмы из ограничивающей трубки.

Тип электропроводности во внешних, генерируемых детонацией плазмах. Вследствие того что электро-

ны по сравнению с положительными ионами обладают намного большей подвижностью, на основе обычной электропроводности газов можно ожидать, что при тех низких значениях разности потенциалов, которые имеются в промежутках между измерительными зондами, электропроводность обеспечивается за счет потока электронов.

2.4.5. Влияние магнитных и электрических полей

Доктор Пак, используя взрыв заряда из дизекайта диаметром 6,4 см, получал плазму, которая выходила из стеклянной трубки под прямым углом в магнитное поле с индукцией около 0,1 Т, генерируемой с помощью комплекта катушек Гельмгольца. Плазма покидала заряд со скоростью 7,3 км/с, входила в магнитное поле, где ее скорость доходила до 17 км/с, и затем покидала магнитное поле еще ярко светящейся со скоростью 1,3 км/с. Плазма распространялась через поле и описывала спиральную траекторию, период которой составлял примерно 25 мкс, насколько это можно было определить по серии цветных снимков этого взрыва. В другом случае плазму простреливали через металлическую сетку с отверстиями размером 0,208 мм, заряженную до напряжения 1 кВ и находящуюся между зарядом, генерирующим плазму, и детектирующими зондами (типа 1). Распространение плазмы значительно замедлялось заряженной сеткой. В другой серии взрывов заряженные до 1 кВ тонкостенные металлические цилиндры диаметром 5 см и длиной 10 см были помещены между зарядом и измерительными зондами типа 1, причем цилиндр располагали от заряда на расстоянии 5 см, а на расстоянии 19 см от другого конца цилиндра находились измерительные зонды. Заряженный цилиндр вызывал заметное снижение как скорости, так и электропроводности внешней плазмы, что было далеко от наблюдавшегося при использовании того же самого устройства, но с незаряженным цилиндром.

2.4.6. Разложение плазмы в пропане

Другой интересный экспериментальный результат был получен при изучении внешних плазм, распространяющихся в пропане и через пропан в воздух, причем оба газа в этом случае были разделены тонкой целлофановой пленкой. Электропроводность и свечение внешней плазмы, генерируемой при взрыве шашки из прессованного тетрила диаметром 2,5 см и массой 22,5 г, при распространении в пропане падали чрезвычайно быстро и исчезали на расстоянии около 1 см от торца заряда. В другом опыте начальный участок (длиной 5 см) трубки диаметром 2,5 см был заполнен пропаном, и эта секция была отделена тонкой целлофановой пленкой от остальной части трубки, заполненной воздухом. Электропроводность на начальном участке трубки длиной 5 см, заполненной пропаном, была незначительной, плазма вновь появлялась в секции, заполненной воздухом, с приблизительно нормальной яркостью и электропроводностью, хотя при распространении в пропане она почти полностью отсутствовала. Приведенные ре-

зультаты опытов могут быть истолкованы как доказательство того, что источником плазм является ударная волна. Однако результаты, рассматриваемые ниже, показывают, что это не так.

2.4.7. Взрыв внешних плазм

То, что генерируемые детонацией плазмы действительно имеют относительно высокую плотность и поэтому несут в себе относительно большое количество вещества, иллюстрируется серией снимков, сделанных при помощи покадровой съемки и показанных на рис. 2.21. На этой серии снимков представлены две отдельные плазмы, полученные при взрыве двух зарядов из состава В диаметром 5 см, которые распространяются одновременно и параллельно друг другу в стеклянных трубках диаметром 5 см и расширяются на расстоянии 15 см от зарядов ВВ. Во время распространения плазм в стеклянных трубках и в течение нескольких микросекунд после их выхода плазмы стабильны. Однако на четвертом кадре видно, как они начинают расширяться; расширение начинается с тыльной стороны плазмы, где степень ионизации была минимальной. Затем зона разложения быстро продвигалась вперед внутрь плазмы до тех пор, пока в конце концов на двенадцатом кадре внешняя плазма полностью исчезала. За это время продукты «взрыва» плазмы достигают такого общего объема, который более чем в 100 раз превышает первоначальный объем двух плазм. Это свидетельствует о том, что начальная плотность этих плазм была, по-видимому, приблизительно в 100 раз больше плотности воздуха. Плазмы содержат большое количество первоначального веще-



Рис. 2.21. Последовательные снимки процесса окончательного взрыва внешней плазмы (интервал между кадрами 4,16 мкс)

ства, выброшенного из поверхностных слоев ВВ. Конечный взрыв этих плазм является свидетельством высокого сцепления, существующего в генерируемых детонацией плазмах. В соответствии с квазиметаллической моделью до тех пор, пока значение $|E|$ будет превышать kT, плазма будет держаться компактно, но когда kT будет превышать $|E|$, плазма разрушается. По снимкам (см. рис. 2.21) можно наблюдать стадии конечного разложения плазмы, когда силы сцепления окончательно исчезают, и плазма превращается в обычные газы. Прежде чем это произойдет, молекулы газовой среды могут проникать в плазмы во время их распространения по среде и способствовать разложению плазм, очевидно, при образовании отрицательных ионов и последующего взаимодействия их.

2.4.8. Сравнение электропроводности при распространении плазм в вакууме и при атмосферном давлении

Бауэр [2], Бартон [1] и Невелл [22] изучали внешние, генерируемые детонацией плазмы, распространяющиеся в ограничивающих трубках при пониженном давлении. При проведении этих опытов постоянно фиксировали чрезвычайно высокую скорость сигналов «ионизационной волны-предшественника» даже при полном отсутствии свечения плазмы, причем при распространении этих волн-предшественников в условиях от слабого до высокого вакуума никакого свечения не наблюдалось. На рис. 2.22 приведена серия снимков, полученных методом покадровой киносъемки, на которых показан процесс распространения внешней, генерируемой детонацией плазмы в вакуумированной плексигласовой трубке. Плазму получали при взрыве заряда из состава В. На рис. 2.23 показана щелевая развертка того же самого процесса. Опыт проводили при давлении в трубке 66,6 Па. На кадре № 2 (см. рис. 2.22) детонационная волна достигает торца заряда из состава В, что видно по образованию светящегося кольца при наблюдении параллельно оси трубки и по образованию светящейся линии при наблюдении перпендикулярно к оси трубки. На кадре № 4 (спустя 2,78 мкс) появляется слабое свечение, обусловленное соударением прежде не светящегося фронта плазмы с прозрачной торцевой пластиной из плексигласа. На следующих восьми кадрах, снятых с интервалом 1,39 мкс, как при параллельном, так и перпендикулярном расположении наблюдателя к направлению распространения плазмы можно увидеть увеличение интенсивности свечения плазмы, сталкивающейся с этой пластиной. Источником плазмы, в течение этого длительного периода воздействующей на пластину, являлась как боковая, так и торцевая поверхность заряда, состоящего из состава В. На рис. 2.24 приведена другая серия снимков, показывающих распространение внешней, генерируемой детонацией плазмы в стеклянной трубке при давлении 66,6 Па.

В качестве генератора плазмы использовали заряд из прессованного гексогена диаметром 25,4 мм и высотой 25,4 мм. В этом

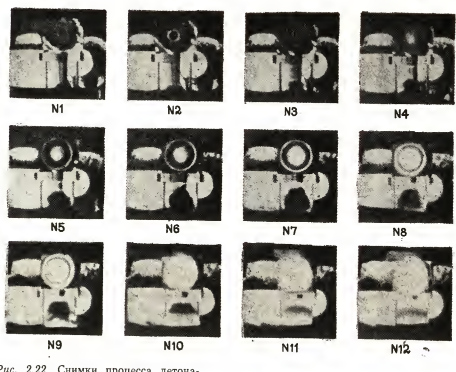


Рис. 2.22. Снимки процесса детонации состава В в камере из плексигласа, заполненной воздухом при давлении 66,6 Па (интервал между кадрами 1,39 мкс)

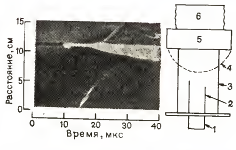


Рис. 2.23. Щелевая развертка процесса детонации состава В и схема опыта:

1 — промежуточный детонатор; *2* — заряд ВВ; *3* — вакуумная камера; *4* — область подсветки; *5* — пластина из плексигласа; *6* — зеркало

случае для детектирования несветящейся плазмы применяли два зонда. Первый зонд находился на расстоянии 10 см от торца гексогенового заряда, а второй зонд еще на 10 см дальше. В то время как на кадре № 1 не заметно никаких явлений, на кадре № 2 видно, что первый зонд сильно освещен, вероятно, вследствие воздействия на него потока несветящейся и невидимой плазмы. Спустя два кадра (кадр № 4) и второй зонд начинает светиться при соударении с ним потока плазмы. На этом кадре также видно, что расширяющиеся газообразные продукты детонации достигают первого зонда. Спустя 8,32 мкс на кадре № 6 можно увидеть, что ударное свечение на втором зонде исчезает, а на первом остается. Отметим также быстрый изгиб первого зонда после второго соударе-

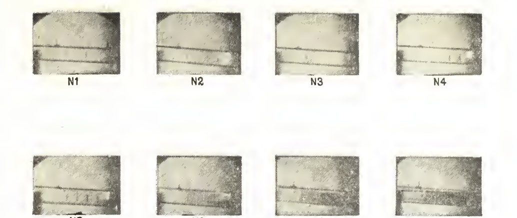


Рис. 2.24. Распространение плазмы в вакууме. (Свечение вызывается при соударении плазмы с проволочными зондами)

ния (сравним с отсутствием изгиба во время взаимодействия с плазмой), что свидетельствует о незначительном давлении в плазме и об относительно высоком давлении в распространяющихся газообразных продуктах. Последние на кадре № 7 приходят в соприкосновение со вторым зондом и почти поглощают первый зонд на этом кадре. Для одновременного измерения электропроводности и свечения плазмы были также использованы двойные зонды. При давлении 13,3 Па, как показывает покадровая киносъемка, происходят те же самые явления, которые наблюдались при давлении 6,66 Па (см. рис. 2.24). Достижение несветящейся волной-предшественником сдвоенного первого зонда видно на кадре № 2 и сдвоенного второго зонда — на кадре № 4. В то время как при давлении 6,66 Па плазма была едва видимой, она была совершенно невидима при давлении 13,3 Па и ее обнаружи-

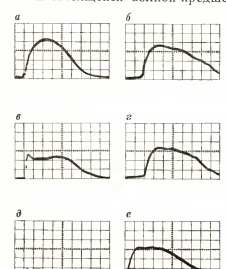


Рис. 2.25. Осциллографические регистрограммы «проводимость — время», полученные при распространении плазм (E_0=25 В, горизонтальная развертка 2 мкс/см, вертикальное усиление 5 В/см):

а — в воздухе (R_i=2 Ом, p=86·10³ Па); *б*.— в воздухе (R_i=2 Ом; p=66,6 Па); *в* — в водороде (R_i=10 Ом, p=86·10³ Па); *г* — в водороде (R_i=2 Ом, p=66,6 Па); *д* — в пропане (R_i=10 Ом, p=86·10³ Па); *е* — в пропане (R_i=2 Ом, p=66, 6Па)

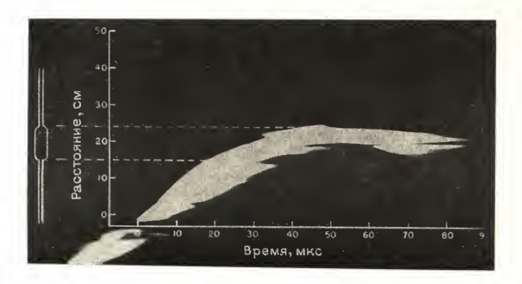


Рис. 2.26. Щелевая развертка «стоячей» ионизационной волны, пойманной в шарике пипетки

вали лишь по электропроводности и по вышеописанному эффекту ударного свечения.

На рис. 2.25 приведены осциллографические регистрограммы «проводимость — время», полученные при распространении плазмы при давлении $8{,}6 \cdot 10^4$ и 66,6 Па в воздухе. Свечение в воздухе было сильнее при $8{,}6 \cdot 10^4$ Па и почти отсутствовало при давлении 66,6 Па. В водороде свечение не наблюдалось в обоих случаях. В пропане также свечение отсутствовало как при высоком, так и при низком давлении.

На рис. 2.26 проиллюстрировано интересное явление, когда внешняя, генерируемая детонацией плазма остается сильно светящейся при скорости, равной нулю. Это показано на щелевой развертке процесса, в котором распространяющаяся в шариковой пипетке плазма расширяется. Будучи как бы пойманной в шарике пипетки и находясь в состоянии полного покоя, плазма тем не менее остается сильно светящейся еще в течение 45—50 мкс, хотя, как это видно, она не движется вперед.

2.4.9. Химические факторы во внешних, генерируемых детонацией плазмах

Функ и другие [16], фотографируя взрывы одинаковых зарядов состава В, торцевая поверхность которых была покрыта тонким слоем различных материалов, продемонстрировали скорее преимущественно химический, чем ударный характер внешних, генерируемых детонацией плазм. Для сравнения на рис. 2.27 приведены кадры, полученные при проведении этих опытов. Кадры *а* были сняты при взрыве заряда

из состава В (каких-либо покрытий на торце заряда не было), помещенного в высокий лабораторный стакан. В опыте *б* также использовали лабораторный стакан, но торец заряда из состава В в этом случае был закрыт алюминиевой фольгой толщиной 0,2 мм. Отметим, что на этих кадрах плазма светилась намного ярче, чем на кадрах *а*, несмотря на то что тонкая пленка безусловно могла снизить давление и скорость воздушной ударной волны. В следующих опытах взрывы зарядов с различными покрытиями сравнивали со взрывами зарядов без покрытия. На кадрах *в* показаны снимки опытов, в которых торец заряда был покрыт перхлоратом аммония и лития (1—2 мм), слоем смазки (1—2 мм) и полиэтиленом (0,3 мм). Отметим, что перхлорат лития способствует образованию наиболее интенсивной и наиболее протяженной плазмы, второе место в этом отношении занимает перхлорат аммония и на третьем месте находится полиэтилен. С другой стороны, слой смазки полностью исключает свечение. В опыте, фото которого приведено на кадрах *г*, торец заряда из состава В был покрыт стеклянной пластинкой толщиной 2,2 мм, которая также почти полностью исключала свечение, хотя оно вновь начинало проявляться

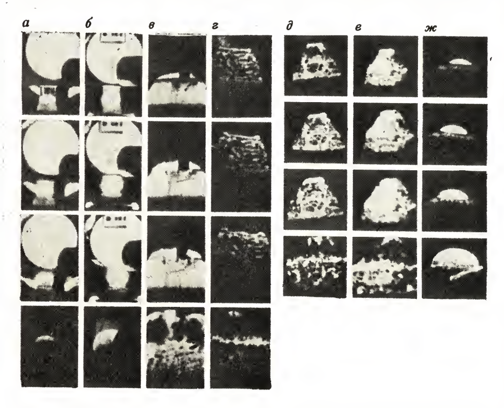


Рис. 2.27. Влияние различных покрытий на торце заряда из состава В на образование плазм

на нижнем кадре серии *г*. Серия кадров *д* иллюстрирует опыт, в котором торец заряда был покрыт слоем алюминия, который давал наиболее яркую плазму, и смазки, полностью исключающей свечение плазмы (см. кадры *в*). Отметим, что присутствие алюминия в смазке восстанавливало свечение плазмы. Серия кадров *е* снята при проведении опыта, в котором торец заряда был покрыт толстым (1 см) слоем хлористого натрия, который, как можно увидеть, вызывает свечение всего газового облака в широкой области. Наконец, серией кадров *ж* проиллюстрирован взрыв заряда АС—ДТ диаметром 152,4 мм и длиной 457,2 мм, при котором наблюдалось заметное свечение плазмы, несмотря на то что давление в ударной волне, образующейся при взрыве АС—ДТ, было намного меньше давления, наблюдаемого при взрыве заряда из состава В одинаковых размеров.

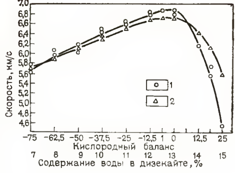


Рис. 2.28. Влияние кислородного баланса на среднюю скорость распространения плазмы (*1*) и скорость детонации (*2*)

На рис. 2.28 приведены зависимости начальной скорости V плазмы и скорости детонации D от кислородного баланса ВВ. Кислородный баланс ВВ изменялся от — 75 до +25%, что полностью перекрывало область детонационной способности. Кривые скорости плазмы и детонации имеют максимумы при одном и том же (слегка отрицательном) кислородном балансе, причем эти скорости уменьшаются сильнее при сдвиге кислородного баланса в положительную область, чем в отрицательную. Плотность составов равномерно возрастала от 1,29 г/см³ для смеси Д-7 до 1,43 г/см³ для смеси Д-15. Особенно следует отметить то обстоятельство, что если $V_{max} > D_{max}$ при сдвиге кислородного баланса в положительную область значения V оказываются намного ниже значений D, при сдвиге кислородного баланса в отрицательную область разница между V и D не столь велика и она уменьшается соответственно уменьшению D.

Плазмы этого вида имеют способность двигаться вперед благодаря силам, возникающим при электронно-ионных рекомбинациях, которые изменяются в зависимости от интенсивности генерируемых детонацией плазм. Вблизи пределов детонационной способности генерируется относительно слабая плазма и, таким образом, движущая сила будет намного меньше, что хорошо соответствует относительным формам кривых для зависимостей V и D от кислородного баланса.

Приведенные на рис. 2.29 кадры свидетельствуют о зависимости интенсивности свечения плазмы от кислородного баланса дизекайта.

Для составов с оптимальной скоростью детонации (см. рис. 2.28) наблюдается резкое снижение свечения, скорости распространения и ширины внешних, генерируемых детонацией плазм. Так, при взрыве

заряда из смеси Д-15 (кислородный баланс +25%) образуется плазма, которая едва видима на снимках. Аналогичные наблюдения имели место и для смеси Д-7. Обе смеси и Д-15 и Д-7 находятся на пределе детонационной способности. Это особенно хорошо иллюстрируется щелевыми фоторазвертками, полученными при взрывании упомянутых зарядов (рис. 2.30).

В отношении механизма образования плазм особого внимания заслуживает тот факт, что внешняя, генерируемая взрывом заряда АС—ДТ плазма была намного ярче плазмы, генерируемой взрывом заряда из смеси Д-15, несмотря на то что скорость детонации смеси АС—ДТ была намного ниже скорости детонации смеси Д-15.

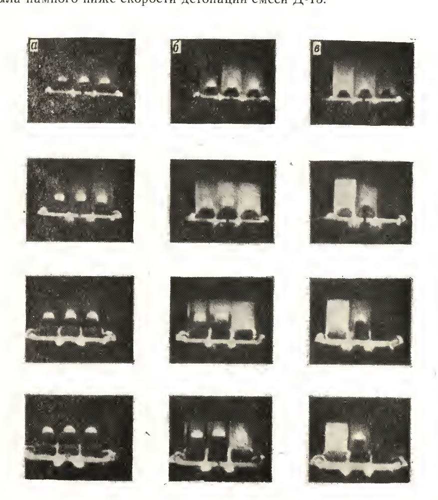


Рис. 2.29. Кадры, иллюстрирующие распространение плазм, генерируемых при детонации зарядов дизекайта:

а — Д-7; Д-8 и Д-9; *б* — Д-10, Д-11 и Д-12; *в* — Д-13, Д-14 и Д-15. Интервал между кадрами 2 мкс (кадры № 1, 4, 7 и 10)

За плазмой следует менее прозрачная область. Эта область является несколько более прозрачной для смеси Д-13, но для любых других смесей она была непрозрачной, за исключением смеси Д-12, для которой эта область была едва-едва прозрачной. Все это свидетельствует о том, что продукты детонации определенно присутствуют в зоне плазмы и за ней. Настоящая прозрачность отмечается также при взрывании зарядов из тэна, но не зарядов из пентолита 50/50 или ТНТ.

Цвет плазмы также имеет значение с точки зрения химических процессов, происходящих в ней. Тонкие слои алюминия и магния вызывают голубоватый цвет плазмы. Плазмы, генерируемые зарядами из тэна и гексогена, развивающими при взрыве высокую температуру, были также заметно окрашены в более яркий голубой цвет по сравнению с плазмами, генерируемыми зарядами из ВВ, имеющих более низкую температуру взрыва, таких, как тетрил, ТНТ, дизекайт и смесь АС—ДТ.

На рис. 2.31 приведены шесть кадров из серии киноснимков, на которых показана плазма, генерируемая взрывом заряда диаметром

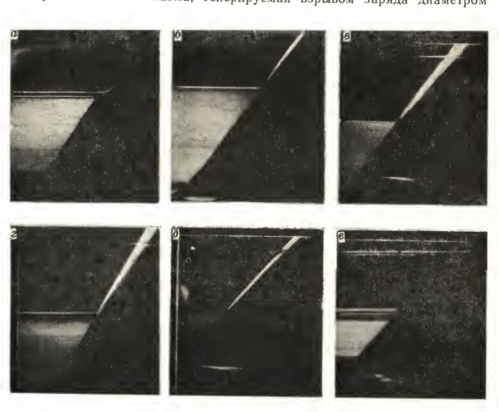


Рис. 2.30. Щелевые развертки распространения плазм, полученных при детонации зарядов из смесей:
а — Д-6; *б* — Д-7; *в* — Д-12; *г* — Д-13; *д* — Д-14; *е* — Д-15

152,4 мм и длиной 762 мм и изготовленного из смеси, содержащей 55% аммиачной селитры, 40% алюминия и 5% воды. На кадре № 1 плазма была чрезвычайно яркой и вершина ее только «достигала» отметки, видимой на заднем плане. К моменту времени съемки кадра № 3, однако, плазма исчезает настолько, что вершина светящейся зоны опускается ниже линии отметки. С этого момента светящаяся зона начинает сокращаться и на кадре № 6 она исчезает полностью. Сравнивая кадры № 6 и 8, можно отметить, что намного менее светящееся, но все еще видимое газовое облако продолжает, как это и должно быть, продвигаться вперед. Другая особенность этой серии кадров заключалась в ярком свечении, наблюдавшемся при взрыве этого ВВ, несмотря на его низкую плотность, относительно медленную скорость реакции и низкое давление (примерно $2 \cdot 10^9$ Па).

2.5. ВЫСОКОИОНИЗИРОВАННЫЕ ПЛАЗМЫ ДЛЯ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В разделе 6 описано высоковакуумное устройство, разработанное Юдаем (ИРЕКО) и Кемпеналла (Мелпар, Инкорпорейтед) и предназначенное для получения высокоионизированных облаков в условиях космических исследований. Заряд ВВ взрывают при помощи проволочного мостика, изготовленного из сплава, состоящего из 85% серебра и 15% меди и имеющего толщину 0,033 мм, и промежуточного детонатора, содержащего 97% тэна и 3% тонкодисперсного пигментного алюминия, помещенного в оболочку из толстой алюминиевой фольги. Проволочный мостик накаливали при помощи конденсатора емкостью 1 мкФ, заряженного до напряжения 4,6 кВ.

Азид свинца легко взрывается непосредственно от мостика накаливания без промежуточного детонатора из смеси 97% тэна и 3% алюминия, но он образует при взрыве облако электронов с малой плотностью. При взрывании зарядов из мелкодисперсного гексогена или тэна в упомянутом выше устройстве с инициированием их промежуточным детонатором из смеси 97% тэна и 3% алюминия образуются ионизированные облака более высокой плотности электронов. Однако при взрывании небольших (масса 20 мг) шашек из литой смеси, состоящей из 32% гексогена, 24% тротила, 20% алюминия и 24% $CsNO_3$

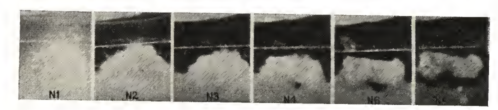


Рис. 2.31. Фотографии плазмы, генерируемой взрывом заряда из смеси 55% аммиачной селитры, 40% алюминия и 5% воды диаметром 152,4 мм и длиной 762 мм. Показано внезапное появление и распад плазмы «впереди» продуктов детонации (дорожка служит указателем)

образовывались ионизированные облака, имеющие во много раз большую плотность электронов и продолжительность их жизни, что свидетельствовало о том, что нитрат цезия способствует как образованию, так и увеличению времени существования внешних, генерируемых детонацией плазм. Усиление степени ионизации при применении нитрата цезия сравнимо с тем, что наблюдал Функ при применении толстых (1 см) слоев соли (NaCl), покрывающих торец заряда из состава В (см. рис. 2.27, *е*).

2.6. МОДЕЛЬ ДЕТОНАЦИИ, ГЕНЕРИРУЕМОЙ ПЛАЗМАМИ

Разложение как во внешних, так и во внутренних, генерируемых детонацией плазмах протекает по реакции типа

$$A_i^+ + \varepsilon \rightleftarrows A_i \text{ (не обязательно равновесная)}, \qquad (2.13)$$

$$B_i + \varepsilon \rightleftarrows B_i^- \text{ (не обязательно равновесная)}, \qquad (2.14)$$

$$B_i^- + A_i^+ \longrightarrow \text{ (нейтральные продукты)}. \qquad (2.15)$$

Следовательно, скорость потери свободных электронов из плазмы может быть записана следующим образом:

$$\frac{-dn_e}{dt} = n_e \Sigma_{ij} (k_i' n_i^+ + k_j' n_j) - \Sigma_{ij} [n_j^- \exp(-\zeta_j^-/kT) + n_i \exp(-\zeta_i/kT)], \qquad (2.16)$$

где левая часть уравнения выражает общую скорость исчезновения свободных электронов, первый и второй члены в правой части соответствуют скорости реакций (2.13) и (2.14) в прямом направлении и последний член — скорости этих реакций в обратном направлении. В этой формуле n_e обозначает концентрацию свободных электронов; k_i и k_j — константы скорости для каждой из *i*-й и *j*-й реакций (2.13) и (2.14) в прямых направлениях; n_i^+ и n_i — соответствующие концентрации, причем n_j будет концентрация *j*-х отрицательных ионов, ζ_j — электронное сродство и ζ_i — потенциал ионизации. Член $(\Sigma_{ij}(k_i n_i + k_j n_j)$ зависит главным образом только от плотности, так как свободные электроны могут одинаково хорошо исчезать как по реакции (2.14), так и по реакции (2.13). Если пренебречь последним членом в правой части уравнения (2.16), то реакция разложения должна быть реакцией первого порядка в плазме постоянной плотности. Однако вид кривых разложения не соответствует закону реакции первого порядка. Тогда следовало бы ожидать некоторого отклонения от реакции разложения первого порядка, связанного с наблюдаемым уменьшением плотности со временем. Однако скорость реакции увеличивается разложением, т. е. когда n_e уменьшается, нежели замедляется, как это было бы в случае нормальной реакции разложения первого порядка. Таким образом, то, что наблюдается в действительности, прямо противоположно ожидаемому влиянию плотности на ионный распад, а именно все значения концентраций n_i^+, n_j и n_e уменьшаются со временем в расширяющихся и разлагающихся плазмах. В связи с этим не понят-

но, почему скорость распада сначала оказывается очень низкой, а затем внезапно быстро автокаталитически повышается, причем окончательное исчезновение плазмы происходит со скоростью, возрастающей по экспоненциальному закону. Это может происходить либо потому, что значения констант k_i и (или) k_j могут увеличиваться со временем, либо потому, что один или оба члена в последних скобках правой части уравнения (2.16) могут также уменьшаться со временем. Единственной причиной, по которой значения k_i и k_j могли существенно возрастать со временем, чтобы соответствовать наблюдениям, как оказывается, может быть то обстоятельство, что вероятность квантового перехода сильно зависит от потенциала ионизации, значение которого в соответствии с моделью квазиметаллической решетки быстро возрастает при расширении плазмы. Однако более удовлетворительным объяснением, по-видимому, служит то, что последний член правой части уравнения (2.16) является сколько-нибудь ощутимым при высокой плотности плазмы, но быстро уменьшается со снижением плотности. В соответствии с моделью квазиметаллической решетки значения электронного сродства ζ_j^- и значения потенциала ионизации ζ_i^- в этом члене уравнения (2.16) быстро возрастают при разложении плазмы. Вообще, значения ζ_j', ζ_i^- и в плазмах с такой высокой плотностью ионов, как генерируемые детонацией плазмы, n_j должны составлять ощутимую величину n_i. Поэтому уравнение (2.16) будет иметь вид

$$\frac{-dn_e}{dt} \doteq kn_e - \Sigma_j n_j^- \exp(-\zeta_j^-/kT). \qquad (2.17)$$

Часть уравнения $[k = (\Sigma_{ij} k_j' n_j + k_i' n_i^+)]$ можно с некоторым приближением считать постоянной величиной, а членом $n_i \exp(-\zeta_i/kT)$ пренебрегаем. Теперь на ранних стадиях распада первый член правой части уравнения (2.17) приближенно уравновешивает второй и оба они являются сравнительно большими. Как следует из эксперимента, свечение плазмы является довольно сильным, оно происходит, по-видимому, главным образом за счет излучающих переходов, энергия которых в значительной степени остается в плазме благодаря поглощению (за исключением поверхности) и поддерживает тепловой уровень плазмы. В противном случае плазма разложилась бы в энергетическом отношении за более короткий период времени. Расширение плазмы увеличивает ζ_j^-, а это также снижает k и n_e. Однако эффект увеличения ζ_j^- значительно превышает эффект уменьшения k и поэтому скорость распада плазмы возрастает. Но возрастание скорости распада само ускоряет распад, потому что оно влияет на ζ_j^-. Таким образом, уравнение (2.17) дает качественное объяснение поведения генерируемых детонацией плазм через влияния плотности на ζ_j^- в квазирешетчатой модели.

2.6.1. Выводы из опытов, в которых плазмы генерируют детонацией

1. Внешняя плазма является продолжением примерно половины внутренней плазмы, заключенной в реакционной зоне детонирующего ВВ. Оиа не образуется внешней ударной волной и не имеет к ней ни-

какого отношения; источником ее образования является хемионизация в реакционной зоне конденсированных ВВ.

2. В то время как начальная протяженность L_p^* внешней плазмы соответствует приблизительно половине ширины зоны реакции при эжектировании со свободной поверхности ВВ в окружающую газовую среду, протяженность плазмы L_p увеличивается при увеличении расстояния от заряда со все возрастающей скоростью. Это легко понять с помощью уравнения (2.17). Расширение плазмы является доказательством распада ее, а начавшийся распад сам по себе способствует дальнейшему полному распаду. Таким образом, скорость расширения увеличивается со временем по экспоненциальному закону.

3. При распространении в ограничивающих трубках, диаметр которых равен диаметру заряда, внешние плазмы характеризуются заметной стабильностью; время их существования в воздухе, азоте и инертных газах превышает 250 мкс. Это происходит вследствие того, что скорость образования свободных электронов является почти сбалансированной со скоростью распада до тех пор, пока плотность будет оставаться существенной.

4. Скорость распада внешней плазмы зависит от свойств газообразной среды. Из изученных сред наиболее быстрый распад происходит в пропане, за ним следует хлор, затем кислород, воздух, далее азот и, наконец, инертный газ аргон. За исключением, может быть, пропана, приведенный ряд веществ находится в соответствии с порядком эффективных значений электронного сродства для этих газов, хотя пропан, вероятно, подвергается крекингу с образованием свободных радикалов, имеющих высокие значения электронного сродства. Таким образом, разбавление плазмы веществами с высокими значениями электронного сродства способствует ее распаду, потому что замедляется регенерация свободных электронов, как это показано в уравнении (2.17).

5. При расширении из зарядов или трубки диаметром 2,5 см в ограничивающую трубку диаметром 5 см плазмы проявляют сильные пульсации в электропроводности с минимумом ее, наблюдающейся приблизительно через 30 мкс и максимумом через 45 мкс после входа в трубку большого диаметра. Кроме того, при минимальной электропроводности наблюдается максимальная протяженность плазмы и наоборот максимуму электропроводности соответствует минимальная протяженность плазмы. Это объясняется моделью квазиметаллической решетки. Первоначальное расширение способствует быстрому уменьшению второго члена в уравнении (2.17) и, таким образом, ионизация быстро уменьшается из-за первого члена в правой части уравнения (2.17). При увеличении диаметра от 2,5 см до заполнения трубки диаметром 5 см плазма отскакивает. При этом плазма сжимается, вследствие чего происходит регенерация электронов по обратной реакции (2.14) и ζ_i^- уменьшается.

6. Когда внешняя плазма выпускается из трубки диаметром 2,5 см в ограничивающую трубку диаметром 5 см, время существования плазмы составляет примерно половину того значения, которое наблюдается при распространении плазмы в трубке диаметром 2,5 см. При

6*

выпуске плазмы в открытый воздух время существования ее составляет порядка только 20% значения, которое наблюдается при распространении плазмы в ограничивающей трубке диаметром 2,5 см. Это также легко объясняется теоретическим влиянием плотности на ζ уравнением (2.17).

7. Зона электропроводности внешней плазмы точно соответствует ее зоне свечения. Таким образом, свечение является результатом квантовых переходов, а электропроводность пропорциональна концентрации свободных электронов.

8. Электропроводность как во внешних, так и во внутренних плазмах обеспечивается практически исключительно свободными электронами.

9. На внешние плазмы можно легко влиять приложением электрических и магнитных полей.

10. Внешние плазмы могут распадаться в одном газе и вновь возникать в другом; например, они исчезают в пропане и возникают вновь в воздухе. Этот интересный результат может быть объяснен моделью, основанной на том, что разложение иона B_j^- по уравнению (2.15) является незначительным, но реакции типа $B_j^- + C_j \longrightarrow C_j^-$ протекают довольно быстро. B_j^- ионы из пропана ионизируются медленнее и поэтому служат как бы ловушками для электронов, но C_j^- ускоряют ионизацию. Поэтому, как только среда пропана разбавляется воздухом, свободные электроны возникают вновь.

11. Внешние плазмы в конце концов исчезают при взрыве в газовых пузырях, объем которых в сотни раз больше начального объема внешних плазм. Это подтверждается большой величиной сцепления в плазмах и тем, что до тех пор пока сохраняется решетчатая структура, плазма компактно удерживается этими силами сцепления.

2.7. ВОЗБУЖДЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ ГОРЕНИЕМ И УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

Детонация конденсированных ВВ может быть вызвана интенсивными ударными волнами как это имеет место при испытании на передачу детонации через инертную преграду. Традиционное объяснение передачи детонации было дано Кистяковским, согласно которому при входе интенсивной ударной волны в пассивный заряд (через инертную преграду) повышается температура и давление ВВ. Это вызывает экзотермическое разложение ВВ и, если скорость реакции будет достаточно высокой, количество энергии, поддерживающей ударную волну, будет превалировать над диссипативными процессами. Ударная волна с высокой скоростью и амплитудой вызывает дальнейшее ускорение реакции. Имеется, таким образом, плавный переход ударной волны в детонационную волну, т. е. в самоподдерживающуюся, распространяемую ударной волной реакцию, регулируемую законами гидродинамики. Это объяснение достаточно разумное и последовательное, но не соответствует действительности.

Схема эксперимента, о котором идет речь, приведена на рис. 2.32. Она *(а)* представляет испытание «да—нет» при передаче детонации

через инертную преграду. Эксперимент достаточно простой. Устанавливается активный заряд, инертная преграда, выполняющая роль теплового фильтра для проходящей ударной волны, и пассивный заряд. На этом же рис. (*б*) представлена схема испытания с использованием приборов. При проведении испытания по этой схеме можно измерить давление или электропроводность, а также обе эти характеристики методом аквариума или с помощью плексигласового блока и методов электрических зондов, описанных в предшествующих разделах.

Рис. 2.32. Схема проведения опытов по определению передачи детонации через инертную преграду:

а — по методу «да — нет»; *б* — с измерением давления и электропроводности; *1* — детонатор; *2* — промежуточный детонатор; *3* — активный заряд; *4* — инертная преграда; *5* — пассивный заряд; *6* — область подсветки; *7* — уровень воды; *8* — перпендикулярные зонды; *9* — фокус щели съемочной камеры; *10* — стеклянный аквариум; *11* — прозрачный блок из плексигласа; *12* — деревянные подставки для заряда

В работе [7] показано, что преграда разрушает детонационную волну, заставляя ее вновь сформироваться в пассивном заряде. Кроме того, этот переход ударной волны в детонационную происходит на определенном расстоянии S_2 в пассивном заряде. Расстояние S_2 является мерой чувствительности и зависит не только от ВВ, диаметра заряда и плотности, но также от материала и толщины S_1 инертной преграды или пластинки теплового фильтра. По схеме, приведенной на рис. 2.32, *б*, определяют давление и электропроводность в различных точках в области $0<x<S_2$ и сопоставляют полученные значения с соответствующими значениями при нормальном процессе детонации. Полученные результаты позволили выявить недостающий в ранних теориях детонации фактор, а именно тепло- или электропроводность в детонационной волне.

На рис. 2.33, *а* приведены зависимости давления p от расстояния x, полученные для зарядов диаметром 5 см из состава В при использовании различных пластин из плексигласа и стекла, а на рис. 2.33, *б* — соответствующие зависимости проводимости от x. (Данные по давлению не полностью коррелируются с данными проводимости, так как фактически были выполнены два типа измерений отдельно и с несколько отличающимися пластинками инертных преград. Однако эти отличия являются незначительными при использовании полученных результатов в данном случае).

Из рассматриваемых графиков можно сделать следующие выводы.

1. Давление в области $0<x<S_2$, т. е. в области распространения ударной волны, остается по существу постоянным — на уровне, характерном для давления в ударной волне, прошедшей через преграду; оно намного ниже детонационного давления p_2.

2. При $S_2 \sim S_2^*$, т. е. когда экспериментируют вблизи «предела чувствительности», другими словами, когда используют пластинки

максимальной толщины, которые еще обеспечивают переход ударной волны в детонационную, кривая зависимости $p(x)$ может проходить даже ниже уровня ударной волны, при котором она входит в пассивный заряд, когда она проходит в области $0<x<S_2$ до того как она внезапно возрастает до значения p_2.

3. Рост давления является более или менее резким и прерывистым в точке перехода горения в детонацию, т. е. при $x=S_2$, причем давление увеличивается с увеличением толщины преграды S_1 в направлении предельной толщины S_1^*.

4. Хотя давление не нарастает постепенно по объяснению Кистяковского, проводимость усиливается по существу в соответствии с экспоненциальным законом, начиная с момента входа ударной волны в пассивный заряд.

5. Проводимость имеет тенденцию к увеличению в соответствии с нормальным процессом детонации до внезапных переходов ударной волны в детонационную, при котором давление мгновенно возрастает до детонационного уровня.

Модель детонации, предложенная Куком, Кейсом и Филлером [11], дает объяснение этим явлениям и вносит дальнейший вклад в понимание действительного процесса детонации. Согласно этой модели, инициирование детонации, т. е. переход горения в детонацию, может происходить только тогда, когда теплопроводность достигает критиче-

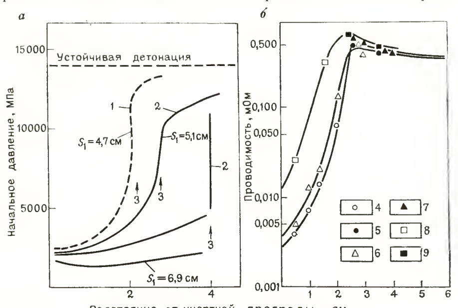


Рис. 2.33. Результаты измерения давления и проводимости в зоне перехода ударной волны в детонационную в зарядах из состава В при испытании по схеме, приведенной на рис. 2.32, б:

1 — плексиглас; *2* — стекло; *3* — переход горения в детонацию; *4, 6* и *8* — проводимость в ударной волне; *5, 7* и *9* — проводимость в детонационной волне при толщине инертной преграды, соответственно равной 5,65; 4,75 и 4,70 см

ского (высокого) уровня, соответствующего образованию «внутренней, генерируемой детонацией плазмы». Наиболее очевидным эффектом, свидетельствующим об образовании плазмы, служит увеличение теплопроводности, как это видно по высокой электронной проводимости. При этом следует иметь в виду, что электропроводность осуществляется за счет свободных электронов.

2.7.1. Зависимость проводимости от давления при переходе ударной волны в детонационную

До настоящего времени предполагалось, что теплопроводность при детонации является пренебрежимо малой. Однако это предположение привело к некоторым серьезным ошибкам. В течение длительного периода времени многие считали, что существует так называемый пик Неймана. Однако при измерении давления с помощью очень чувствительных методов его не обнаружили. (Имеется не настолько большой «пик» давления при детонации конденсированных ВВ). При применении законов сохранения для объяснения теории детонации предполагали о существовании незначительной теплопроводности, при этом давление на границе фронта зоны реакции должно быть заметно выше, чем в тыльной части реакционной зоны. Отношение $P = \frac{p}{p_2}$ должно изменяться от значения, значительно большего единицы на фронте реакционной зоны, до значения, равного единице в ее конце, т. е. в плоскости Чепмена—Жуге. В самом деле, никто никогда не задумывался, насколько это соответствует действительности и возможно ли это в принципе. Например, каким образом давление на фронте волны может превышать значение p_2 (давление детонации) в малоплотном, гранулированном ВВ, даже если оно спрессовано вручную до значения плотности, большего, чем требуется гидродинамическими уравнениями и на фронте волны еще не происходит выделения химической энергии. Эти несоответствия были устранены и дано логическое объяснение отсутствия пика Неймана. При этом считали, что термическая проводимость в детонационной волне является действительно достаточно высокой и имеет большое значение, вместо того как вначале предполагали, что ею можно пренебречь. Высокая теплопроводность в зоне реакции является результатом высокой концентрации в ней свободных электронов.

2.7.2. Сравнение результатов, полученных с помощью параллельных и перпендикулярных зондов при переходе ударной волны в детонационную

При проведении испытаний со сборкой, состоящей из активного заряда, инертной преграды и пассивного заряда, и при использовании в пассивном заряде параллельных зондов вместо перпендикулярных, показанных на рис. 2.34, можно просуммировать значения проводимости, полученные при выполнении эксперимента по схеме, изображенной на рис. 2.34, со значениями проводимости, измеренными в плоско-

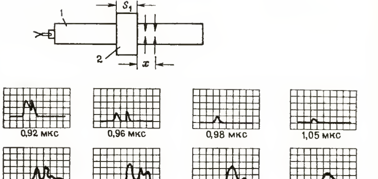


Рис. 2.34. Регистрограммы «проводимость — время», полученные при помощи перпендикулярных зондов, расположенных на расстоянии 1 см в пассивном заряде из состава В при толщине инертной преграды $S_1 = 0,9\ S_1^* \div 1,05\ S_1^*$, и схема опыта:

а — плексиглас (скорость развертки 5 мкс/см; усиление развертки 10 В/см; напряжение батареи 47 В; нагрузочное сопротивление $r_1 = 17,5$ Ом); *б* — стекло (скорость развертки 5 мкс/см; усиление развертки 5 В/см; напряжение батареи 21,6 В; нагрузочное сопротивление $r_1 = 22$ Ом); *1* — активный заряд из состава В диаметром 50,8 мм и длиной 203,2 мм; *2* — инертная преграда

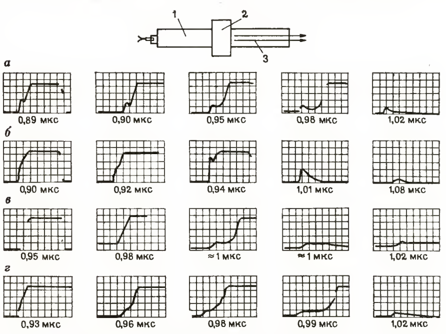


Рис. 2.35. Регистрограммы «проводимость — время», полученные при помощи параллельных зондов при инициировании детонации в пассивном заряде при толщине инертной преграды $S_1 = 0,89\ S_1^* \div 1,08\ S_1^*$ для инертных преград из различных материалов, и схема опыта:

а — стекло; *б* — сталь; *в* — плексиглас; *г* — вода; *1* — активный заряд из состава В диаметром 50,8 мм и длиной 203,2 мм; *2* — инертная преграда; *3* — параллельные зонды

сти, перпендикулярной к оси пассивного заряда, как в методе, иллюстрированном на рис. 2.35.

Результаты таких исследований имеют большое значение, особенно в отношении момента внезапного образования плазм, совпадающего с переходом ударной волны в детонационную, в особенности когда толщина преграды S_1 приближается к предельной толщине, т. е. к пределу восприимчивости при выполнении испытаний по методу «да—нет».

Результаты опытов с параллельными зондами были получены при толщине стеклянных пластинок: 7,2 см *(а)*, 7,3 см *(б)* и 7,85 см *(в)*, причем последняя толщина являлась пределом чувствительности для состава В в этих условиях испытания, т. е. при использовании пластинок с толщиной, превышающей 7,85 см, наблюдались отказы. При этих условиях испытания в области $0<x<S_2$ не только наблюдается отмеченный выше спад давления, но при пределе восприимчивости может также происходить спад в общей проводимости даже до нуля перед самым переходом горения в детонацию. В этот момент восприимчивость повышается скачком до максимума, соответствуя бесконечной проводимости по сравнению с тем значением, которое наблюдалось при наибольшем уровне (интегральной) проводимости до перехода ударной волны в детонационную.

На рис. 2.36 показана щелевая фоторазвертка инициирования, на которой видно, что ударная волна входит в заряд из смеси Д-13 со

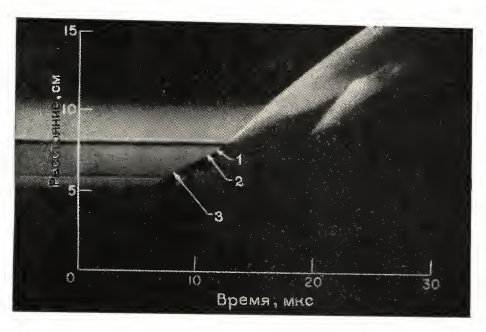


Рис. 2.36. Щелевая фоторазвертка процесса инициирования смеси Д-13:
1 — детонация; *2* — скорость ударной волны снижается до 3,05 км/с; *3* — ударная волна входит со скоростью 4,63 км/с

скоростью 4,63 км/с, затем скорость падает до 3,05 км/с и затем внезапно происходит переход ударной волны в детонационную. Внезапное возрастание, следующее за первоначальным подъемом и спадом в проводимости, является подтверждением явления скачка теплового импульса через фронт ударной волны «flash across».

2.8. «ПОЙМАННЫЕ В ЛОВУШКУ» ИНИЦИИРУЮЩИЕ ДЕТОНАЦИЮ ВОЛНЫ

Для изучения перехода ударной волны в детонационную в зарядах из состава В Клей и другие [6] использовали три типа сборок, которые представлены на рис. 2.37. При проведении опытов по схеме, приведенной на рис. 2.37, *а*, толщина инертной преграды из стеклянных пластинок S_1 была выбрана равной 5,6 см, что в случае использования активных зарядов из состава В диаметром 5 см и длиной 20 см давало значение для S_2 около 3 см для длинного заряда. Пассивные заряды, имеющие длину менее S_2, не детонировали, когда торцы их оставались обнаженными, но когда их торцы были покрыти латунными пластинками толщиной 0,32 см (имеющими высокое значение импеданса), переход ударной волны в детонационную наблюдался при тех же самых значениях S_2 и времени задержки τ, как в случае длинных зарядов, т. е. по уравнениям

$$\left.\begin{aligned} x &= 2L_r - S_2; \\ \frac{S_2}{2} &< L_r < S; \\ \tau &= S_2 C^{-1}, \end{aligned}\right\} \tag{2.18}$$

где C — скорость пластичной волны в пассивном заряде (2,9 км/с) и детонация инициировалась на расстоянии x от инертной преграды. С другой стороны, когда L_r было меньше чем $\frac{S_2}{2}$, детонация в пассивном заряде не возбуждалась; ударная волна распространялась обратно через инертную преграду с низким значением импеданса, прежде чем создавались условия, необходимые для перехода ударной волны в детонационную. Но когда пластина с высоким значением импеданса была помещена не только на конце пассивного заряда, но также

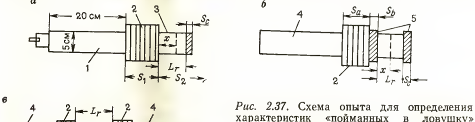


Рис. 2.37. Схема опыта для определения характеристик «пойманных в ловушку» волн, инициирующих переход горения в детонацию:

1 — активный заряд из состава В; *2* — набор стеклянных пластинок; *3* — пассивный заряд из состава В; *4* — стандартный активный заряд; *5* — латунные пластины

между инертной преградой и пассивным зарядом, как это показано на рис. 2.37, *б,* переход ударной волны в детонационную вновь имел место. Общая длина пути, проходимого ударной волной, и время задержки до того момента, когда происходит переход ударной волны в детонационную, были вновь теми же самыми, как в случае длинных пассивных зарядов, причем тогда соблюдались следующие условия:

$$x = S_2 - 2L_r;$$

$$\frac{S_2}{3} < L_r < \frac{S_2}{2}; \qquad (2.19)$$

$$\tau = S_2 C^{-1}.$$

На рис. 2.37, *в* показана сборка, в которой $S_2 < L_r < 2S_2$. Ударные волны от двух активных зарядов входили в пассивный заряд одновре-



Рис. 2.38. Щелевая фоторазвертка двойного перехода ударной волны в детонационную: *1* — левый активный заряд; *2* — пассивный заряд; *3* — правый активный заряд

менно. Ударная волна от правого заряда проходила через ударную волну от левого заряда, прежде чем происходил переход ударной волны в детонационную. Тем не менее наблюдалось два перехода ударной волны в детонационную и для каждого из них общая длина распространения и время задержки были теми же, как для длинного заряда с одним активным зарядом и той же самой величиной S_1. На рис. 2.38 показана щелевая фоторазвертка двойного перехода ударной волны в детонационную. Интересно, что две ударные волны проходят одна через другую без перехода горения в детонацию при соударении, где суммарное ударное давление было достаточно высоким. Это говорит о том, что переход ударной волны в детонационную не зависит от давления в ударной волне; иначе он происходил бы в месте соударения двух ударных волн и только в одном месте внутри пассивного заряда. Таким образом, каждый переход ударной волны в детонационную соответствует своему собственному активному заряду, так как он происходит при одних и тех же значениях S_2 и τ, когда другой активный заряд отсутствует, несмотря на то что каждый переход ударной волны в детонационную происходит внутри области, подверженной воздействию ударной волны. На самом деле этот результат свидетельствует о том, что некоторое условие, справедливое для поверхности раздела инертной преграды с пассивным зарядом, является ответственным за возникновение «flash across», что согласуется с исследованиями, описанными Куком, Пеком и Макэваном, в которых было показано, что даже чрезмерно тонкие листы из металлической фольги, помещенные на границе раздела, заметно влияют на S_1^*, S_2^* и τ [22].

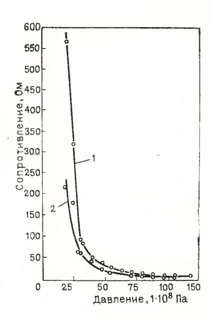
2.9. ИОНИЗАЦИЯ В ВОДЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ УДАРНОЙ НАГРУЗКИ [21]

Зельдович и Ландау [26] предположили, что все материалы становятся «металлическими» под воздействием достаточно высоких давлений. Такие квазиметаллические свойства материалы приобретают вследствие частичного перекрытия полосы частот, вызываемого сжатием [10]. Кроме того, электронная проводимость в металлах увеличивается при возрастании давления. Например, фосфор превращается из «красного» или «белого» в «черный» при давлении около $12 \cdot 10^8$ Па, и величина проводимости возрастает приблизительно на одиннадцать порядков при этом переходе. Айшем [17] обнаружил значительное увеличение проводимости воды в ударных волнах (рис. 2.39) и приписал это свободным электронам.

2.10. ИОНИЗАЦИЯ ПРИ ДЕТОНАЦИИ В ГАЗАХ

Бреч [4] установил, что электропроводность в детонационных волнах газов была намного больше, чем это предсказывалось известным уравнением Саха для ионизации в газах. При сравнении «измеренных» значений плотности электронов, определенных по данным

Рис. 2.39. Зависимость электрического сопротивления от давления в ударных волнах в воде:
1 и *2* — начальная температура воды, соответственно равная 0 и 80 °С



Бреча по проводимости, со значениями, вычисленными из упомянутого уравнения Саха, становится очевидным, что при этом происходит резкое увеличение концентраций свободных электронов, когда давление превышает $2 \cdot 10^6$ Па во взрывчатой смеси $2H_2/O_2/0{,}1N_2$ и $5 \cdot 10^6$ Па в смеси $2H_2/O_2/N_2$. В соответствии с данными Бреча при давлении $3 \cdot 10^6$ Па плотность электронов более чем в 10 раз превышает величину, рассчитанную по уравнению Саха. Высокая теплопроводность является, таким образом, очевидной причиной, благодаря которой не наблюдается «пик давления Неймана» даже при детонации газовых смесей, т. е. высокая электронная проводимость также означает и высокую теплопроводность.

2.11. ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ ВО ВНЕШНИХ ПЛАЗМАХ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ДЕТОНАЦИЕЙ

Используя метод аквариума, Бауэр [3] измерил давление ударных волн в плексигласе, генерируемых ударом сжатой плазмы. Полученные результаты весьма важны для соотношений, существующих давлений в воздушной ударной волне, головных волнах и в рекомбинационной ударной волне. На рис. 2.40, *а* и *б* показаны схемы опытов для измерения давления ударных волн методом аквариума (см. раздел 5). На рис. 2.41 показаны шесть кадров из типичной серии снимков, полученных методом покадровой киносъемки. На третьем кадре можно рассмотреть начало соударения. На этом кадре, как и на рис. 2.11, можно увидеть, что ударная волна не входит в воду. Только рекомбинационная ударная волна была способна передать ударную волну с измеримой интенсивностью в прозрачную склянку.

На рис. 2.42 показана зависимость скорости плазмы от длины заряда (генератора плазмы) Д-13 как для сжатых плазм (верхние две кривые), так и для плазм, распространяющихся в открытом лабораторном стакане (нижние две кривые). Полученные результаты приведены в табл. 2.5. Давление в воздушной ударной волне рассчитывали на основании традиционной теории ударных волн и измеренной скорости при предположении, что это была скорее истинная ударная волна, чем плазма.

Экспериментальные значения давления были в 3—4 раза выше истинных (расчетных) значений воздушных ударных волн. Это вновь

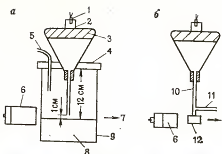


Рис. 2.40. Схемы опытов для измерения давления во внешних, генерируемых детонацией плазмах:

1 — детонатор; *2* — промежуточный детонатор диаметром 25,4 мм и длиной 38,1 мм; *3* — заряд из состава В длиной 50,8 мм; *4* — деревянный блок; *5* — к цилиндру с газом; *6* — подсветка; *7* — к щелевой камере; *8* — вода; *9* — стеклянный аквариум; *10* — пластиковая трубка внутренним диаметром 9 мм; *11* — к вакуум-насосу; *12* — полированный блок из плексигласа

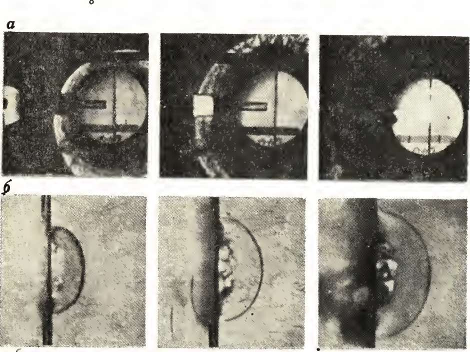


Рис. 2.41. Типичная серия кадров, иллюстрирующих измерение давления в генерируемой детонацией плазме методом аквариума:

а — сжатая ионизационная волна; *б* — ударная волна, генерируемая в воде

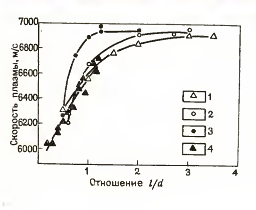


Рис. 2.42. Зависимость скорости распространения плазмы от отношения длины заряда к его диаметру:

1 — d=5,1 см; *2* — d=1 см; *3* — d=5,1 см (более сильное инициирование); *4* — диаметр лабораторного стакана 5,1 см

ТАБЛИЦА 2.5

Экспериментальные и расчетные значения давлений (предполагаемых ударных волн) в различных газах (заряд из состава В)

Газ	ρ_i, г/л	Число опытов	V_i, км/с	Число Маха	p_w, $1\cdot10^8$ Па	p_i, $1\cdot10^8$ Па	p_s, $1\cdot10^8$ Па	p_i/p_s
Воздух (66,6 Па)	0,001 (66,6 Па)	3	17,0±0,1	51,3	*	*	*	*
H_2	0,075	3	16,8±0,2	50,6	1,4	0,70	0,21	3,34
He	0,150	3	16,6±0,15	50,0	1,2	0,60	0,41	1,46
NH_3	0,650	3	12,0±0,2	36,2	5,4	2,71	0,94	2,89
C_2H_2	0,980	1	11,0	33,2	10,7	5,37	1,19	4,51
Воздух	1,09	6	11,0±0,1	33,2	7,9	3,98	1,32	3,02
O_2	1,21	2	11,45±0,15	34,5	7,3	3,68	1,59	2,32
Аргон	1,50	3	9,4±0,03	28,3	4,1	2,06	1,32	1,56
CO_2	1,66	2	10,3±0,05	31,0	11,3	5,69	1,76	3,23
C_3H_8	1,70	3	10,2±0,2	30,8	12,9	6,50	1,77	3,67
Cl_2	2,70	3	9,3±0,1	28,0	12,5	6,28	2,33	2,70

Примечание.

V_i — скорость волны ионизации, перепускаемой в пластиковую трубку;

p_w — давление в воде, определенное при помощи измеренной скорости ударной волны и калибровочной кривой;

p_i — давление в падающей волне, определенное уравнением несоответствия импедансов;

p_s — расчетное давление в ударной волне, распространяющейся с наблюдаемой скоростью V_p волны ионизации в той же самой газовой среде ($p_i + p_1 = \rho_i V_i U_i$).

* — вне чувствительности опыта.

подтвердило, что внешние, генерируемые детонацией плазмы не связаны с воздушными ударными волнами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Barton G. C. "Spacial Resolution of External Detonation-Generated Plasmas", Ph. D. Thesis, Department of Metallurgy, University of Utah, June, 1964.
2. Bauer A. "Detonation Studies in Condensed Explosives", Ph. D. Thesis, Department of Metallurgy, University of Utah, August, 1962.
3. Bauer A., M. A. Cook and R. T. Keyes, Proc. Roy. Soc. (London), A259, 508, 1961.
4. Brache P. P. "The Effect of Pressure on Ionization in Detonation Waves of Gaseous Explosives", Master's Thesis, Department of Metallurgy, University of Utah, August, 1960.
5. Caldirola P. *J. Chem. Phys. 14,* 748, 1946.
6. Clay R. B., M. A. Cook, R. T. Keyes, O. K. Shupe and L. L. Udy, *Third ONR Symposium on Detonation 1,* 150, 1960, Princeton University Press.
7. Cook M. A. *The Science of High Explosives,* ACS Monograph No. 139, Reinhold Publishing Company, 1958 (currently published by Robert E. Krieger Publishing Company, Huntington, New York, 11743).
8. Cook M. A., D. H. Pack and W. A. Gey, *Proc. Roy. Soc. (London)* A246, 281, 1958; Seventh Symposium on Combustion, London and Oxford, August 28 to September 3, 1958, Butterworth Scientific Publications, 88 Kingsway, London.
9. Cook M. A., R. T. Keyes, and L. L. Udy, *J. Appl. Phys. 30,* 1881, 1959.
10. Cook M. A. and W. S. McEwan, *J. Appl. Phys. 29,* 1612, 1958.
11. Cook M. A., R. T. Keyes and A. S. Filler, *Trans. Fara. Soc. 52,* 369, 1956.
12. Cook M. A., R. T. Keyes and W. O. Ursenbach, *J. Appl. Phys. 33,* 3413, 1962.

13. Cook M. A., D. H. Pack and W. S. McEwan, *Trans. Fara. Soc. 56,* 1028, 1960.
14. Ecker G. von, and W. Weitzer, Z. *Naturfor., 12a, 859,* 1957; *Ann Physik. 17,* 126, 1959.
15. Eyring H., R. E. Powell, G. H. Duffey and R. B. Parlin, *Chem. Rev. 45, 69,* 1949.
16. Funk A. G., M. A. Cook and R. T. Keyes, "Chemical Factors in External Detonation-Generated Plasmas", *Third ONR Symposium on Detonation 1,* 1960, Princeton University Press.
17. Isham G. L. "An Investigation of the Mechanism of Electrical Conduction Occurring in Shock Waves in Water", Master's Thesis, Department of Metallurgy, University of Utah, August, 1964.
18. Johansson C. H. and P. A. Persson, *Detonics of High Explosives,* Academic Press, New York, 1970.
19. Kirkwood J. G. and R. D. Cowan, *J. Chem. Phys. 29,* 264, 1958.
20. Kistiakowsky, G. B., and E. B. Wilson, OSRD No. 114, August 8, 1941.
21. Korth G. E. "Electrical Conduction of Shock-Loaded Water", B. S. Thesis, Department of Metallurgy, University of Utah, June, 1963.
22. Newell D. A. "Ionization Waves from Detonations", Ph. D. Thesis, Department of Metallurgy, University of Utah, August, 1965.
23. Schmidt A., ges. Schiess -u-Sprengstoffw. *30,* 364, 1935; *31,* 322, 1936, many others.
24. Slater J. C. and N. H. Frank, *Introduction to Theoretical Physics,* McGraw-Hill Company, N. Y., 1933.
25. Zeldovich Y. B. *J. Exptl. Theoret. Phys.* (USSR) *10,* 542, 1940.
26. Zeldovich Y. B. and L. T. Landace, J.E.T.P., 1944, Vol. *14,* p. 32.
27. Zenin V. N. and V. N. Mits, "Electromagnetic Emission of the Detonation of Industrial Explosives", Veryvnoe Delo, 52/9, Moskva, "Nedra", 1963.

3. МЕХАНИЗМ ДЕТОНАЦИИ ПЕРВИЧНЫХ ВВ

В чем состоит различие между первичными и вторичными бризантными ВВ? Самая тесная корреляция между этими ВВ при сравнении чувствительности с термодинамическими и гидродинамическими показателями, вычисленными на основе гидродинамической теории, наблюдается в значениях температуры реакции. Однако только температура не является определяющим фактором, так как некоторые вторичные ВВ имеют более высокую температуру реакции (и реагировали с большей скоростью при этой температуре), чем первичные ВВ, характеризующиеся намного более высокой чувствительностью. Например, при сравнении первичных ВВ (гремучей ртути и азида свинца) с тремя наиболее чувствительными вторичными ВВ (нитроглицерином, тэном и гексогеном) значениями температуры и скорости реакции нельзя объяснить большое различие между ними в части перехода горения в детонацию или перехода ударной волны в детонационную (табл. 3.1).

Приведенная ранее информация о свойствах плазмы и теплопроводности в процессе детонации наводит на мысль, что действительное различие между гремучей ртутью и азидом свинца, с одной стороны, и нитроглицерином, тэном и гексогеном — с другой, может заключаться в относительной (электронной) проводимости двух различных классов соединений. Как гремучая ртуть, так и азид свинца являются хорошими полупроводниками даже при температуре окружающей среды. Кроме того, они обладают фотопроводимостью и легко сенсибилизируются примесями в виде металлических частиц, которые способствуют проводимости и всегда присутствуют, по крайней мере, в небольших количествах как в гремучей ртути, так и в азиде свинца. С другой стороны, нитроглицерин, тэн и гексоген являются типичными изоляторами с высоким электрическим сопротивлением.

ТАБЛИЦА 3.1

Свойства	Первичные ВВ		Вторичные ВВ		
	Гремучая ртуть	Азид свинца	Нитроглицерин	Тэн	Гексоген
Плотность, г/см^3	3,6	4,0	1,6	1,6	1,6
Адиабатическая температура $T_3 \times 10^{-3}$, К	5,4	3,2	4,8	4,8	4,5
Температура детонации $T_2 \cdot 10^{-3}$, К	6,9	5,6	6,1	5,3	5,1
Энергия активации $\Delta H^{\neq}$, ккал/моль	25,4	38,8	31,0	31,7	33,3
$\log k' \left[= \left(\frac{kT}{h}\right) e^{\frac{-\Delta F^{\neq}}{RT}} \right]^*$	14,0	13,8	14,0	14,0	13,9

* k', с$^{-1}$ — константа скорости реакции. Значения $\Delta F^{\neq}$ и k' применимы к условиям, когда еще не развивается автокатализ в любом из процессов перехода горения в детонацию, перехода ударной волны в детонационную или при инициировании ударом.

Роллинз [23] изучил фотопроводимость различных сортов, в том числе специально предварительно обработанных образцов азида свинца и связал ее с чувствительностью к взрыву. Хид [13] синтезировал азид свинца при тщательно контролируемых условиях и изучал с помощью электронного микроскопа состояние его поверхности после теплового воздействия. Торнли [25], продолжив работу Хида, идентифицировал различные поверхностные пленки азида свинца и провел аналогичное исследование с динитробензофуроксанами калия, серебра, свинца и рубидия. Хонт [15] изучал чувствительность азида свинца в зависимости от времени тепловой обработки. Эти обстоятельные исследования, а также результаты аналогичных работ позволили установить механизм перехода горения в детонацию для первичных ВВ. Ниже описаны упомянутые исследования и сформулированы основы механизма первичной детонации.

3.1. ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

Прохождению тока в полупроводниках помимо свободных электронов способствуют так называемые положительные дыры, имеющие тенденцию к проникновению через кристалл. Они возникают при термическом возбуждении полупроводников. Положительная дыра представляет собой такое место в кристалле, в котором отсутствуют электроны. В полупроводниках число этих свободных носителей (электронов и положительных дыр) может быть настолько велико, что достигается такая же проводимость, как и в металлах. В то же время в изоляторах число их настолько мало, что их практически трудно определить. Высвобождаемые фотонами электроны называются фотоэлектронами, а последующее возрастание тока нормального фона или темного тока называют фототоком. Число носителей определяется относительными скоростями процессов возбуждения и захвата или рекомбинации. Вызываемая поглощением фотонов повышенная проводимость существует до тех пор, пока носители тока не исчезнут из зоны проводимости в результате захвата (при этом они отдают свою энергию в форме излучения или тепла) или пока они не будут отведены при помощи одного электрода без замещения равным количеством, поступающим с противоположного электрода.

Факторы, которые определяют чувствительность твердых веществ к излучению, связаны главным образом с дефектами в кристаллах. Изучение фотопроводимости поэтому связано в значительной степени с природой и числом дефектов кристаллов. Расположение и плотность уровней дефектов могут быть определены изменением плотности свободных носителей тока с температурой, появлением возбужденных фотопроводимостью полос частот, абсорбцией, излучаемым свечением полос частот, свечением частот, зависимостью времени жизни носителей тока от их плотности, появлением пиков на кривых термически возбуждаемого тока или термически возбуждаемого люминесцентного излучения, зависимостью тока, ограниченного пространственным зарядом, от приложимого поля и гашением. Накопленный в кристалле после возбуждения заряд может быть сброшен либо теплом, либо излу-

чением в инфракрасной области, способствуя как проводимости, так и свечению.

Катионы, подобные Pb^{++}. Ag^{+}, Zn^{++} и Cu^{+}, за исключением нитратов и сульфатов, обладают фотопроводимостью. Из соединений, образованных катионами с электронной конфигурацией инертных газов (Ba^{++}, Sr^{++}, Ca^{++}, Mg^{++}, K^{+}, Na^{+}) только сульфиды Ba, Sr и Ca проявляют заметную фоточувствительность.

Фотопроводимость и дефекты кристаллов были впервые исследованы в щелочных галоидах, которые при нагревании в парах металлического катиона давали новые адсорбционные полосы частот при образовании «цветных центров», т. е. таких мест в кристалле, где анионы отсутствуют, а электроны находятся в ловушках. Поглощение света электронами приводит к расширению одиночной полосы спектра поглощения. Поглощение света в «цветных центрах» (или «*F*-центрах») уничтожает их адсорбцию, создавая «*F*-центры» (анионные вакансии с двумя захваченными в ловушки электронами) и фотопроводимость. «*F*-центры» стабильны только при низких температурах. Катионные вакансии могут быть также созданы при нагревании кристаллов и избытке галогена.

Обычными электронными переходами в фотопроводниках являются: поглощение и возбуждение, улавливание и захват и рекомбинация [20].

3.1.1. Поглощение и возбуждение

Три типа абсорбционных переходов, в результате которых образуются свободные носители тока, показаны на рис. 3.1.

Переход *1* соответствует фотонной «ионизации» атомов кристаллов, выделяющей свободный электрон и образующей положительную дырку. Переход *2* является абсорбционной ионизацией в локализированном дефекте в кристалле с образованием свободного электрона. Переход *3* соответствует «возбуждению», но не ионизации, за счет поднятия электрона с валентной орбиты до незанятого дефектного уровня с образованием свободной положительной дырки и связанного электрона вблизи местонахождения дефекта. Образование «экситона» является другим видом перехода, при котором не образуется свободных носителей тока. Он представляет собой переход из состояния заземления в возбужденное состояние вследствие дефекта кристалла.

Если зона проводимости является совершенно не заполненной, материал, как считают, является изолятором (ток протекать будет в этом случае только за счет ионов), но если в зоне проводимости находятся электроны, поднимающиеся к этому уровню при термическом возбуждении, такой материал будет полупроводником. Когда поглощение фотонов поднимает электроны до уровня проводимости,



Рис. 3.1. Схема образования свободных носителей тока

7*

проводимость увеличивается. Фотоэлектроны, так же как и электроны, образующиеся при термическом возбуждении, в конце концов улавливаются при падении обратно на энергетические уровни, с которых они первоначально высвободились, причем самые глубокие ловушки обычно заполняются в первую очередь.

Дефицитным полупроводником является такой полупроводник, в котором имеются центры примесей с вакантными электронными уровнями, расположенными над валентным уровнем. Поглощение света может освободить электрон с валентного уровня и поднять его на один из этих «примесных» уровней, оставляя позади положительную дырку, которая движется со скоростью, характерной для типа образующейся дырки и конфигурации кристаллической решетки. Эта положительная дырка может оставаться связанной с возбужденным электроном из нее вследствие недостаточной энергии для преодоления силы электростатического притяжения электрона.

Поглощение благодаря ионам кристаллической решетки происходит обычно в ультрафиолетовой области, в то время как поглощение при возбуждении в примесных центрах обычно происходит в инфракрасной области. Оптическая энергия активации всегда больше термической энергии активации. Однако вещество при комнатной температуре будет полупроводником только в том случае, если термическая энергия активации примесных центров будет меньше электрон-вольта. Как в собственных, так и в дефицитных полупроводниках оптическое возбуждение примесных центров может следовать за термической диссоциацией, давая либо свободный электрон и подвижную положительную дырку, либо свободный электрон и неподвижную положительную дырку.

3.1.2. Улавливание и захват

После того как электроны и дырки будут освобождены комбинированным воздействием поглощения фотона и последующего термического возбуждения, они будут оставаться свободными до тех пор, пока не подвергнутся рекомбинации, переходя из кристалла на электрод, или не будут захвачены в дефектах. Такие улавливающие центры, в которых захваченный носитель тока может быть вновь возбужден термическим путем до свободного состояния, или рекомбинационные центры имеют более высокую вероятность рекомбинирования с носителем тока противоположного знака в дефекте. Значительно меньше вероятность возбуждения вновь до свободного состояния (рис. 3.2).

Электронные переходы *4* и *4'* являются следствием улавливания и термического высвобождения дырок, переходы *5* и *5'* — улавливания и термического высвобождения электронов, переход *6* — результат захвата дыры и переход *7* — захвата электрона в рекомбинационном центре. Переходы *6* и *7* сопровождаются излучением энергии, и при этом наблюдается люминесценция.

Улавливающими центрами в кристалле могут быть инородные атомы, вакангные точки в кристаллической решетке или поверхности раздела, которые приводят к модификации поля кристалла.

3.1.3. Рекомбинация

Три простых типа рекомбинационных процессов приведены на рис. 3.3.

Переход *8* иллюстрирует непосредственное объединение свободного электрона с положительной дыркой. Переходы этого типа обычно сопровождаются излучением, причем теряемая энергия выделяется в виде фотонов в соответствии с энергетическим уровнем зоны. Переход *9* представляет захват электрона возбужденным центром, содержащим дырку. Переход *10* состоит в захвате дырки возбужденным центром, содержащим электрон. Последний тип переходов сопровождается в основном свечением.

3.2. ФОТОПРОВОДИМОСТЬ АЗИДА СВИНЦА

Азид свинца является слабым фотопроводником с максимумом спектрального распределения около 365 нм [11] и границей полосы поглощения 400 нм. Поглощение при частотах, меньших границы полосы частот, происходит благодаря наличию остаточных носителей тока и может быть использовано для получения данных о чистоте образца вещества. Возникновение *первичного фототока* обусловлено зависящим от температуры движением фотоэлектронов и, возможно также, положительных дырок. Когда этот ток течет, электроны не поступают в кристалл из катода, препятствуя нейтрализации положительных дырок, которые могут быть отведены под влиянием приложенного поля. В некоторых кристаллах продолжающееся протекание первичного тока пробивает сопротивление кристалла, так что электроны оказываются способными входить из катода и проходить через кристалл, как это происходит в полупроводниках; этот ток называют *вторичным фототоком*. В азиде серебра фототок пропорционален напряженности прилагаемого электрического поля до величины около 250 В/см, выше этой величины начинается пробой сопротивления кристалла с ростом темного тока, следующего незамедлительно за взрывом кристалла [4, 19]. Вторичный ток может возникать, если кристалл, находящийся между двумя электродами, освещается так, что пространственный заряд вблизи катода может стать достаточно большим, чтобы индуцировать течение



Рис. 3.2. Схема электронных переходов

Рис. 3.3. Схема рекомбинационных процессов электронов

электронов из катода, и если пространственный заряд усиливается предварительно существующей темной электронной проводимостью. Если положительные дырки не мигрируют, как это наблюдается в случае азида свинца и галоидов серебра при низких температурах, электроны не могут входить в кристалл, чтобы заместить те, которые извлекаются под воздействием поля. Поэтому пространственный заряд накапливается в кристалле, и, если освещение продолжается, эффективное поле падает до небольшой доли от его первоначальной величины с соответствующим падением величины фототока. Кристалл можно вернуть в его первоначальное состояние путем нагревания или воздействием инфракрасного излучения.

В работе Маклерена и Роджерса [19] по фотопроводимости азида свинца использовались таблетки, спрессованные из порошка, так как тогда не было возможности вырастить одиночные кристаллы достаточно большого размера. При этом были получены поддающиеся измерению величины фототока и характеристики фотопроводимости, сходные с таковыми для азида серебра. При освещении величина фототока сначала быстро возрастает, достигая величины насыщения спустя примерно 30 с, причем начальное возрастание осуществляется фотоэлектронами, перемещающимися по направлению к аноду. При продолжающемся освещении фототок уменьшается по типичной экспоненциальной кривой распада вследствие неподвижности положительных дырок и образования пространственного заряда, препятствующего течению фотоэлектронов. Величина первичного фототока вскоре после освещения снижается примерно до одной пятой максимального значения. Установленная для азида свинца линейная зависимость между первичным фототоком и напряженностью электрического поля указывает на то, что большинство фотоэлектронов улавливается прежде, чем они достигают анода. Насыщение фототока при увеличении напряженности поля невозможно. (Насыщение происходило бы в том случае, если бы все электроны достигали анода без улавливания по пути). Эванс и Иоффе [11] использовали ртутную лампу мощностью 100 Вт, расположенную на расстоянии 10 см от образчика, с тем чтобы выявить протекание фототока в азиде свинца. При этом для получения излучений с различной длиной волны они использовали различные фильтры. Принимая во внимание передаточные характеристики фильтров, они установили, что 75% наблюдаемой величины фототока приходится на длину волны, равную 365 нм. Определенное омическое сопротивление азида свинца при комнатной температуре составило $1{,}5 \cdot 10^{13}$ Ом/см^3.

Когда азид свинца облучают волной соответствующей длины, разложение протекает с образованием ядер металлического свинца и выделением газообразного азота. Присутствие этих центров из свинца катализирует реакцию. Газообразный азот выделяется на поверхности кристалла во внутренних трещинах или в дефектах кристалла. Дюма [9] определил скорость фотолиза и фотоэлектрический ток в аморфном азиде свинца в зависимости от спектральных характеристик падающего света и установил, что скорость пропорциональна интенсивности освещения с пиками, наблюдаемыми при длине волны 280 и 240 нм. Фотоэлектрические токи были получены для частично разло-

жившихся образцов, причем фототоки не были выявлены в только что приготовленных образцах.

При облучении ультрафиолетовым светом азид свинца темнеет. При нагревании это потемнение исчезает. Такого результата нельзя было ожидать, если потемнение происходило бы вследствие образования центров, так как их число увеличивалось бы и (или) они росли в процессе разложения. Пики при длине волны 280 и 240 нм были, таким образом, приписаны экситонным полосам. Предполагалось, что F-центр образуется из экситонов, получаемых при улавливании электрона в анионной вакансии. Дырки от диссоциации экситона затем, вероятно, диффундируют к поверхности и объединяются в газообразный азот. Дюма установил, что при фотонных энергиях, меньших, чем это требовалось для производства фотолиза, фотоэлектроны не наблюдались в свежеприготовленных образцах, а наблюдались только после ультрафиолетового облучения в течение некоторого времени. Последующие фототоки наблюдались при более низких энергиях, по-видимому, вследствие ионизации F-центров. Он также обнаружил, что при ультрафиолетовом облучении образец приобретает желтовато-коричневый цвет, который медленно темнеет при продолжении облучения. Со временем окраска обесцвечивается, но при этом металлические включения не исчезают.

Додд и др. [8] получили зависимости скорости от времени и интенсивности для азидов натрия, ртути и свинца. Образцы, выдерживаемые в вакууме на термопаре, используемой для поддержки образца, освещали через водяной фильтр ртутно-дуговой лампой низкого давления. В результате поглощаемая энергия вызывала отклонение стрелки чувствительного гальванометра, связанного с термопарой, а количество выделяемого при разложении азота можно было измерить по повышению давления в системе, которое определяли ионизационным манометром. Эти исследователи наблюдали первоначальный быстрый рост скорости выделения азота, которая выравнивалась при значении $6{,}5 \cdot 10^{12}$ молекул в секунду при интенсивности потока $8{,}22 \cdot 10^{13}$ фотонов в секунду после 10 мин облучения. Квантовый выход составлял 0,056, причем это максимальное значение было выбрано по начальному процессу возбуждения. Наблюдаемое значение будет ниже потому, что разложение образца становится ощутимым после нескольких минут облучения. При этом значении квантового выхода постоянная оптического поглощения составила $2 \cdot 10^{7}$.

Вычисленная по зависимости скорости от $t^{\frac{1}{2}}$ константа диффузии D составила $2 \cdot 10^{-17}$ см²/с. Таким образом, стадией, от которой зависит скорость фотолиза, может быть диффузия некоторых больших ионов, например N_3^-, или радикалов, например N_3.

Фотопроводимость, термическое разложение и чувствительность азида свинца были изучены Роллинзом [23], который при проведении исследований использовал шашки, спрессованные из коллоидного азида свинца, декстринированного азида свинца и отдельных кристаллов, выращенных Хидом. Были также сделаны сопоставления с электронными микрофотографиями поверхности частично разложившихся

кристаллов азида свинца. При температуре жидкого азота значения фототока были намного ниже, чем при комнатной температуре. При постоянном освещении низкотемпературная проводимость сначала возрастает со временем, проходит через максимум, а затем уменьшается от максимального значения до малой доли. Максимальные значения фототока для образцов частично разложившегося азида свинца (тепловая обработка при температуре 250 °C) в течение различного времени до 40 мин возрастали в зависимости от времени теплового воздействия по экспоненциальному закону. Вначале имело место небольшое увеличение значения фототока, далее эти значения возрастали с быстро ускоряющейся скоростью в конце и достигали слишком высоких показателей после длительных тепловых воздействий. На основании этого, а также наблюдаемой спектральной характеристики фототоков можно сделать вывод о том, что фотоэлектроны первоначально образуются при ионизации вкраплений свободного свинца в образцах азида свинца.

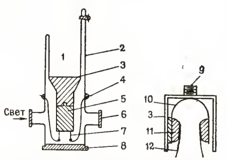


Рис. 3.4. Схема расположения образцов при проведении опытов по изучению фотопроводимости:

1 — часть сосуда Дьюара для охлаждающего агента; *2* — сосуд из стекла «пирекс»; *3* — медный блок; *4* — вольфрамовые проводники для подсоединения к электрической цепи; *5* — держатель образцов; *6* — окна из кварцевого стекла; *7* — серебряные электроды; *8* — секция держателя образцов; *9* — стальная пружина для закрепления образцов; *10* — стальная подставка; *11* — изоляция из пластмассы; *12* — серебряные электроды и проводники

При проведении первых опытов Роллинз использовал полную мощность излучения 200-ваттной ртутно-дуговой лампы, направленную на таблетку диаметром 6,35 мм, изготовленную из отдельных кристаллов. Эти опыты были проведены при температуре 32 °C и давлении 86 659 Па (рис. 3.4). Изменением расстояния между линзами и дугой можно варьировать интенсивность света, падающего на образец, и фототок. Единственным используемым фильтром была стеклянная пластинка, которая служила как тепловым фильтром, так и коротковолновым фильтром для предотвращения фотоэлектрической эмиссии из электродов. Результаты для различных образцов азида свинца приведены на рис. 3.5, *а* которые соответствуют данным по уменьшению фототока (см. рис. 3.5, *б*). Соответствующие результаты измерений в вакууме показаны на рис. 3.6, *а* (зависимость от освещения) и 3.6, *б* (затухание). На рис. 3.7 проведено сравнение результатов, полученных для образца азида свинца (*а*) и азида серебра (*б*) при освещении в тех же самых условиях, за исключением времени и расстояния. Интенсивность света в случае азида свинца была в 2,8 раза больше, чем в случае азида серебра. Кроме того, для азида свинца сила тока спустя 180 с составила $4 \cdot 10^{-10}$ А, в то время как для азида серебра она достигла $3 \cdot 10^{-9}$ А после 30 с. Таким образом, время нарастания силы тока в случае азида свинца было намного больше, чем в случае азида серебра. Азид свинца является намного более слабым фотопроводником.

Для освещения подобных образцов азида свинца и азида сереб-

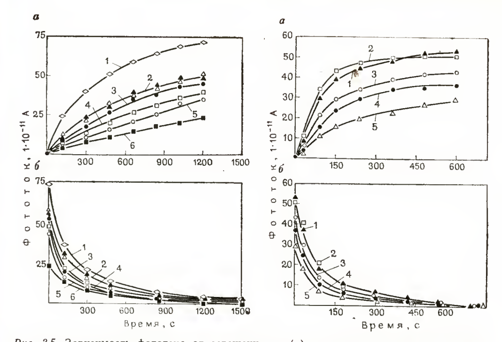


Рис. 3.5. Зависимость фототока от освещенности (*а*) и скорости падения его от времени (*б*) для различных образцов азида свинца при атмосферном давлении (полная мощность лампы, расстояние от линз 15 см, температура 30 °С, давление $80 \cdot 10^3$ Па, электрическое поле до 160 В/см):

1 — таблетки, спрессованные из отдельных кристаллов; *2* — образец № 1 (декстринированный) и образец № 9 (коллоидный); *3* — образец № 3; *4* — образец № 4; *5* — образец № 2; *6* — образец № 5

Рис. 3.6. Зависимость фототока от освещенности (*а*) и скорости падения его от времени (*б*) для различных образцов азида свинца в вакууме:

1 — образец № 5; *2* — образец № 4; *3* — образец № 2; *4* — образец № 3; *5* — образец № 1

ра монохроматическим светом Роллинз использовал фильтры. Благодаря последовательному уменьшению интенсивности падающего света фототок в случае азида серебра уменьшался до 10^{-11} А, в то время как фототок в случае азида свинца уменьшался до $2 \cdot 10^{-13} \div 3 \cdot 10^{-13}$ А. Последнее значение тока соответствовало практически пределу обнаружения его. На рис. 3.8 показаны результаты измерений, выполненных в вакууме при температуре —80 °С при использовании сухого льда и ацетона в секции ячейки из сосуда Дьюра, и затем при температуре —195 °С при применении жидкого азота. Как можно увидеть, ток (при полной мощности излучателя) возрастает до максимума и затем при непрерывном освещении уменьшается до величины, соответствующей небольшой части от этого максимального значения. Падение фототока объясняется нарастанием пространственного заряда в образце вследствие относительно медленной, низкотемпературной миграции положительных дырок, образуемых при подъеме электронов в зону проводимости. Этот пространственный заряд может быть удален при нагревании образца до комнатной температуры. При повышенных температурах

пространственный заряд исчезает намного быстрее. Низкие значения фототока при низкой температуре относятся к поглощению кванта, с тем чтобы поднять электроны до возбужденного состояния в потенциальных дырках вокруг вакантных точек кристаллической решетки скорее, чем до зоны проводимости. Электроны затем могут внести вклад в течение тока только при термическом возбуждении достаточной величины, чтобы поднять их в зону проводимости прежде, чем они опустятся в нормальное состояние.

Фототоки в коллоидных образцах азида свинца были измерены при использовании монохроматического излучения, получаемого при прохождении луча ртутно-дуговой лампы через кварцевую призму монохроматической секции спектрофотометра Бекмана ДК-2. Одна из ячеек для образцов была модифицирована, с тем чтобы вмещать образцы диаметром 3,2 мм. Это позволило увеличить ширину изолированного пространства между электродами и медным корпусом. Чтобы электрическое поле в образце можно было изменять от 0 до 1600 В/см, использовали источник питания АДК. Один цикл опытов был проведен со свежим коллоидным азидом свинца (образец № 1) при приложен-

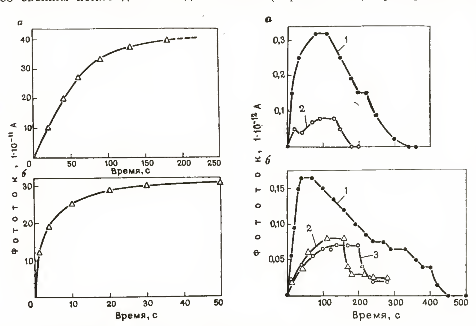
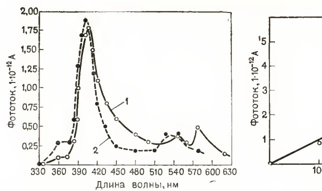


Рис. 3.7. Зависимость фототока от времени для азида свинца и азида серебра при полной освещенности:

а — образец на расстоянии 25 см от линз (прессованная таблетка из кристаллов азида свинца массой 40 мг и диаметром 6,3 мм: серия опытов проведена при температуре 32 °С, электрическое поле 160 В/см); *б* — образец на расстоянии 15 см от линз (прессованная таблетка из кристаллов азида серебра массой 76 мг и диаметром 6,3 мм; серия опытов проведена при температуре 32 °С, электрическое поле 160 В/см)

Рис. 3.8. Зависимость фототока от времени для азида свинца при температуре жидкого азота —195 °С (*а*) и —80 °С (*б*):

1, 2, 3 — серии опытов



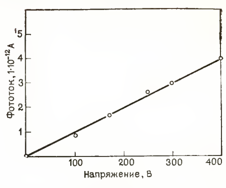


Рис. 3.9. Зависимости фототока от длины волны для коллоидного азида свинца, полученные с применением батарей (*1*) и специальных источников питания (*2*)

Рис. 3.10. Зависимость фототока от напряжения для коллоидного азида свинца (температура 30 °С, давление $8{,}6 \cdot 10^3$ Па, диаметр образца 3,2 мм, освещение излучением с длиной волны 406 нм)

ном напряжении 175 (550 В/см). Во втором цикле был использован другой свежий образец коллоидного азида свинца при том же самом потенциале (рис. 3.9). Все показания измерительных приборов были взяты через 10 с после начала освещения. Желаемую длину волны устанавливали на монохроматоре, причем образец в то время был защищен от действия света, затем его освещали в течение 10 с. Этого времени было вполне достаточно для того, чтобы сила тока достигла своего максимального значения. Затем свет отсекали и электрометр устанавливали на нулевую точку, прежде чем следующее показание снимали при новой длине волны. Максимум фототока наблюдался при длине волны 406 нм, которая находится за границей полосы поглощения PbN_6 (400 нм). Фотохимическое разложение (фотолиз) происходило при длине волны 365 нм, которая находится внутри полосы поглощения азида свинца и, согласно Додду и другим авторам [8], разложение не могло происходить при длине волны 406 нм. Таким образом, пик при 406 нм является следствием загрязнения.

Чтобы определить влияние напряженности электрического поля на фототок (зависимость наблюдаемого фототока от приложенного напряжения), Роллинз получил данные при температуре 30 °С, давлении 8666 Па и постоянной длине волны, равной 406 нм. Фототок изменялся линейно с прилагаемым напряжением от 0 до $4 \cdot 10^{-12}$ А при напряжении 400 В (рис. 3.10). Эта линейная зависимость между первичным фототоком и напряженностью электрического поля указывает на то, что большинство фотоэлектронов улавливается в ловушки до того, как они достигнут анода. С применением закона Ома было получено сопротивление около $1{,}5 \cdot 10^{13}$ Ом/см³, что находится в соответствии с данными Эванса и Иоффе [11].

Подобные опыты были проведены Роллинзом с (обработанными тепловым воздействием) образцами коллоидного азида свинца, под-

вергшимися «старению» в течение различного времени вплоть до 40 мин при температуре 250 °С, причем все образцы были испытаны в одинаковых условиях. Данные для зависимости фототока от длины волны для этих времен приведены на рис. 3.11. Максимум фототока во всех случаях вновь имел место при длине волны 406 нм. Эти максимальные значения приведены на рис. 3.12, на котором показана зависимость максимальных величин фототока от времени старения. Из графика следует, что максимальные значения (при 406 нм) возрастают экспоненциально со временем старения.

Результаты, приведенные на рис. 3.9 и 3.12, показывают, что фототоки, измеряемые в азиде свинца, образуются вследствие ионизации свободного свинца в свинцовых ядрах. Полосы поглощения в кривой спектрального распределения зависимости фототока от длины волны 406 нм и связанные с ней более мелкие полосы соответствуют линиям в спектре поглощения свинца. Таким образом, можно сделать вывод, что атом свинца возбуждается при поглощении света с подходящей длиной волны и впоследствии ионизируется при термическом возбуждении. Фотолитическое или термическое разложение приводит к образованию и увеличению свинцовых включений, как это подтверждается исследованиями, выполненными с помощью электронного микроскопа. Этим объясняется также заметное увеличение фототока при тепловой обработке образцов. Менее заметное поглощение при полосе 406 нм и связанные с этим более низкие фототоки в случае необработанных образцов происходят благодаря наличию свободного свинца, присутствующего во всех образцах азида свинца. Результаты испытаний, выполненных с различными образцами азида свинца, прошедшими тепловую обработку при температуре 250 °С и без нее, сведены в табл. 3.2.

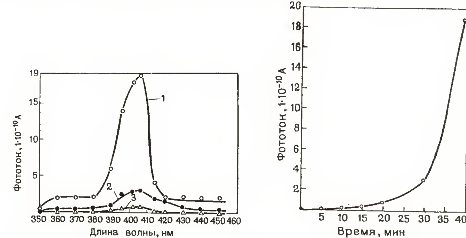


Рис. 3.11. Зависимость фототока от длины волны излучения для коллоидного азида свинца после тепловой обработки в течение:
1 — 40 мин; *2* — 30 мин; *3* — 20 мин

Рис. 3.12. Зависимость максимальной величины фототока от продолжительности тепловой обработки образцов коллоидного азида свинца.

ТАБЛИЦА 3.2

Результаты опытов по определению чувствительности азида свинца

Показатели	Номер образца					
	1	2	3	4	5	7 (коллоидный)
Содержание азида свинца, %	91,29	91,94	90,80	90,63	92,11	95,95
Расстояние, соответствующее 50 % вероятности передачи детонации через инертную преграду, см	3,17	3,13	3,17	3,43	2,93	3,36
Напряжение, соответствующее 50 % вероятности взрывов при искровом испытании, В	2934	3046	2830	2858	1902	2714
Время задержки взрыва при 300 °С, с	7,6	5,6	6,2	5,8		
Критическая температура взрыва в бане с расплавленным металлом, °С	285	276	262	266	260	348
Энергия активации E (по результатам опытов в металлической бане), кДж/моль	—	54,6	66,36	50,82	56,28	
Размер кристаллита, Å	—	530	92	440	530	
Максимальное значение фототока при длине волны 406 нм (экспериментальная ячейка диаметром 3,2 мм, 550 В/см), $1\cdot10^{-12}$ А	1,0	1,0	5,0	1,0	0,5	1,8
Максимальное значение фототока при полной мощности лампы после 20 мин облучения (экспериментальная ячейка диаметром 6,4 мм, 160 В/см), $1\cdot10^{-11}$ А	51,5	36,0	46,0	40,5	22,5	50,0

При темперировании (250 °С) образцов коллоидного азида свинца получены следующие результаты:

Время темперирования, мин	0	5	10	15	20	30	40
Максимальный фототок, $1\cdot10^{-12}$ А	8	10	30	34	70	300	1900

3.3. АНАЛИЗ АЗИДА СВИНЦА, ВЫПОЛНЕННЫЙ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННОГО МИКРОСКОПА

Исследование поверхности кристаллов азида свинца при различных стадиях разложения служит превосходным средством для наблюдения за его термическим разложением. Электронный микроскоп служит также в качестве удобного источника энергетических электронов для изучения разложения при бомбардировке электронами. При репликативных процессах, помимо получаемого топографического отпечатка, инородные материалы, присутствующие на поверхности кристалла, прилипают к реплике, образуя «экстрактивную реплику». Таким образом, их присутствие может быть выявлено и идентифицировано с помощью электронного микроскопа.

Боуден [2] изучил азид серебра с помощью отражательного электронного микроскопа при непрерывном сканировании кристаллов, с тем чтобы наблюдать физические изменения при термическом разложении, в течение которого образуются вкрапления серебра на кристалличе-

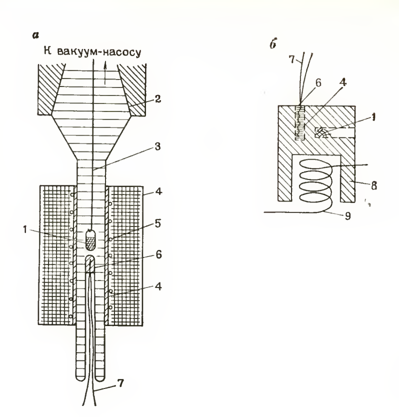
ской поверхности. Его наблюдения также показали, что кристаллы во время разложения ломаются на небольшие кристаллы, имеющие размер доли микрона. Он сделал вывод, что реакция протекает не только на поверхности кристаллов, но и в дефектах внутри кристаллов. Боуден также показал, что вкрапления серебра растут сначала двумерно. На ранней стадии разложения двумерный рост становится трехмерным, с перераспределением серебра внутри или между включениями так, что общая поверхность уменьшается и определенная часть серебра теряется. Кемп [12] продемонстрировал, что пучок электронов с высокой интенсивностью разлагает азид серебра, главным образом, путем бомбардировки электронами, что также, возможно, связано в некоторой степени с термическим разложением.

Хид [13] и Торнли [25] описали выполненные с помощью электронного микроскопа наблюдения поверхностных изменений на кристаллах азида свинца, которые происходят в течение термического разложения, разложения микрокристаллов при бомбардировке электронами и образования поверхностного соединения на азиде свинца, подвергнутого воздействию двуокиси углерода и паров воды. Были также выполнены испытания для определения влияния таких соединений на чувствительность к взрыву.

Изотермическое разложение α-формы азида свинца характеризовалось [14] индукционным периодом и следующей за ним автокаталитической стадией. В начальных стадиях индукционного периода после «выделения газов» происходит более медленное и однородное образование газов до начала автокаталитического разложения. Газ, выделяющийся во время индукционного периода, состоит главным образом из азотистоводородной кислоты, получающейся в результате гидролиза α-азида свинца адсорбированной водой. Другим продуктом гидролиза является основной азид свинца [21]. При проведении исследований использовали кристаллы двух размеров. Первые были «нормальными» кристаллами длиной около 2 мм и толщиной 0,2 мм, а вторые были микрокристаллами и тонкими пластинками [16], причем последние применяли главным образом при исследованиях с бомбардировкой электронами. Кристаллы были выращены методом диффузии паров азотистоводородной кислоты [13].

Скорость изотермического разложения α-формы азида свинца была изучена для выявления связи с электронными микрофотографиями, полученными после различных стадий разложения, причем эти измерения скорости были выполнены в вакуумированной печи (рис. 3.13) с разрядным манометром, непрерывно регистрирующим давление в системе во время разложения. Частичное разложение кристаллов для проведения исследований на электронном микроскопе наблюдать более удобно в нагревательной печи № 1 (см. рис. 3.13).

Чтобы изучить образование поверхностного соединения на азиде свинца при определенных, регулируемых условиях, небольшие (массой 50 мг) образцы азида свинца (коллоидного или в виде кристаллов), насыпанного тонким слоем и маленькие стеклянные лодочки, подвергали тепловой обработке в трубчатой печи № 2 (см. рис. 3.13). Газами, циркулирующими через трубчатую печь, были сухая двуокись уг-



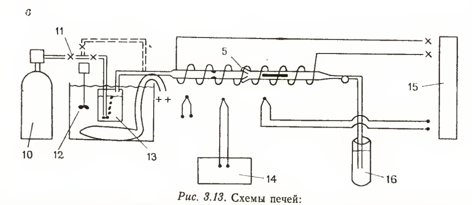


Рис. 3.13. Схемы печей:

а — для изучения изотермического разложения азида свинца; *б* и *в* — печь соответственно № 1 и 2 для тепловой обработки; *1* — образец ВВ; *2* — соединение из притертого стекла; *3* — шнур, поддерживающий образец; *4* — цемент Зауерайзена для электрических установок; *5* — нагревательный элемент из нихромовой проволоки; *6* — измерительный преобразователь температуры; *7* — термопара; *8* — стальной корпус печи; *9* — нагревательная обмотка из вольфрамовой проволоки; *10* — баллон с газом; *11* — вентили для регулирования давления; *12* — масляный термостат и мешалка; *13* — увлажнитель; *14* — потенциометр; *15* — управляющая и регистрирующая аппаратура; *16* — газоочиститель

лерода, двуокись углерода, насыщенная водяным паром, и водяные пары в инертном газе аргона. Обычно с поверхности кристаллов снимали реплики при помощи репликационного процесса с применением пленки из углерода, наносимого при испарении в вакууме непосредственно на кристалл, а затем удаляли пленку для исследования на электронном микроскопе. При желании кристалл подвергали «экранированию» германием. Углерод сублимируется на кристаллах в виде прямых линий. Это экранирующее покрытие твердо держалось на углеродной пленке, когда отделяли кристалл, что позволяло провести различие между углублениями и выпуклостями на углеродной пленке, а также повышало контрастность изображения. Кристаллы отделяли от углеродной пленки при помощи разбавленного раствора нитрата аммония, содержащего четырехвалентный церий, после чего пленку захватывали на переносную сетку и осторожно помещали на поверхность дистиллированной воды. Когда весь нитрат аммония, содержащий церий, был отмыт, плавающую реплику захватывали на сетку для образцов, имеющую диаметр отверстий 0,074 мм, подводя сетку под реплику. На рис. 3.14 приведена схема получения реплик с кристаллов из относительно чистого азида свинца. На рис. 3.14, *а* дано поперечное сечение структуры поверхности отдельного кристалла, на рис. 3.14, *б* показано, как пары углерода осаждаются на поверхность кристалла, где образуют тонкую сплошную пленку. На рис. 3.14, *в* показано разложение кристалла, отделение его от тонкой углеродной пленки, называемой репликой. Рис. 3.15 иллюстрирует процесс получения реплики кристаллов с продуктами реакции на поверхности, часть которых была экстрагирована углеродной пленкой (экстрактивной репликой).

На рис. 3.15, *а* показан кристалл азида свинца с продуктами реакции в поперечном сечении, на рис. 3.15, *б* видно, как пары углерода осаждаются на поверхности кристалла. Рис. 3.15, *в* иллюстрирует растворение кристалла. При этом остаются нерастворимые продукты реакции. Некоторые из них улавливаются неровностями остающейся углеродной пленки с образованием экстрактивной реплики.

Чувствительность азида свинца, выдержанного в атмосфере CO_2 и H_2O, была определена в результате испытания, сходного с испытанием, разработанным Эггертом и другими [6, 10]. Свет генерировали при помощи трех конденсаторов емкостью 125 мкФ и напряжением 400 В, которые разряжались через зазор 2 мм между двумя стальны-

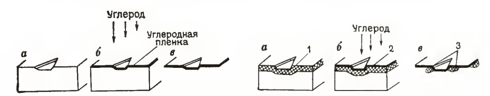


Рис. 3.14. Схема получения реплики с кристалла азида свинца

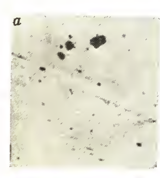
Рис. 3.15. Схема получения реплики с кристалла азида свинца, содержащего поверхностные соединения:

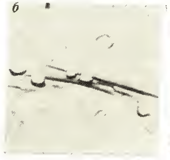
1 — продукт реакции; *2* — углеродная пленка; *3* — экстрагированный материал

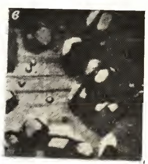
ми электродами диаметром 6,35 мм, причем каждый электрод на конце, обращенном к зазору, имел коническое сужение под углом 60°. Чувствительность выражали в значениях $V_i—V_f$, где V_i — начальное напряжение конденсатора, дающее 50%-ную вероятность инициирования, и V_f — остаточное напряжение после разряда. Азид свинца, отделенный от искрового зазора предметным стеклом микроскопа, держали при температуре 150 °С для обеспечения воспроизводимых условий, при которых азид свинца можно было легко инициировать искровым зарядом, и он все еще не разлагался в заметной степени в течение выдержки, составляющей примерно 20 с. Для определения 50%-ного значения использовали метод «вверх—и—вниз», описанный Диксоном и Мудом [7].

3.3.1. Исследование чистых кристаллов, не подвергавшихся нагреву

Кристалл считали «хорошим», если он имел однородные грани, без видимых неправильностей, длина его составляла 1—6 мм с правильной морфологией азида свинца, был бесцветным и прозрачным и не имел внутренних дефектов, которые могли бы быть выявлены при помощи оптического микроскопа. На рис. 3.16, *а* приведена электронная микрофотография растущей грани кристаллов с увеличением в 1900 раз. Рис. 3.16, *б* представляет собой увеличенное в 11 500 раз изображение рис. 3.16, *а*. Дефекты образуются в предпочтительном на-







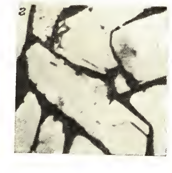


Рис. 3.16. Электронные микрофотографии кристаллов азида свинца

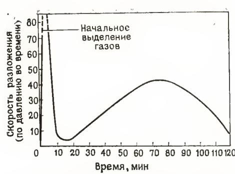


Рис. 3.17. Зависимость скорости разложения α-азида свинца от времени при температуре 250 °C

правлений, а именно вдоль направления кристалла. Отметим также небольшие лепестки на поверхности кристалла. Эти лепестки образуются предпочтительно на поверхностно-активных точках, расположенных в основаниях борозд кристаллических дефектов, где энергия связи поверхностной молекулы в кристаллической решетке наибольшая. Переход от лепестков неопределенной формы к четко определенным кристаллитам происходит в течение процесса роста. На рис. 3.16, *б* приведена электронная микрофотография, показывающая такие кристаллиты на растущей грани. Отметим присутствие лепестков, еще не превратившихся в кристаллиты, а также то, что не наблюдается предпочтительной ориентации кристаллов. Как следствие этого, кристаллиты растут вместе, как показано на рис. 3.16, *в* (увеличение в 12 000 раз), означая, что азид свинца, получаемый по методу диффузии паров азотистоводородной кислоты, является поликристаллическим. Размер кристаллов, показанных на рис. 3.16, *г* (увеличение в 18 000 раз), составляет 300 Å. Это значение больше полученного при определении размеров методом «темной зоны» при анализе с помощью рентгеновских лучей (от 10^{-3} до 10^{-5} см). Однако в некоторых случаях анализ с помощью рентгеновских лучей дает размер зерен от 500 до более 1000 Å. Другим распространенным кристаллическим дефектом были борозды, типичный вид которых показан на электронных микрофотографиях (см. рис. 3.16, *а* и *б*). α-азид свинца разлагается также с различными скоростями вдоль различных кристаллографических направлений, как это будет рассмотрено ниже.

3.3.2. Исследование кристаллов α-азида свинца во время разложения

Скорость разложения α-азида свинца при температуре 250 °C показана на рис. 3.17 с целью проведения сравнения с электронными микрофотографиями, сделанными после различных периодов изотермического разложения. Подобные результаты были получены Райзнером [22], Лавом [18] и Хиллом [14]. Отмечается начальная высокая скорость выделения газа. Затем скорость уменьшается, остается постоянной в течение короткого интервала времени и затем начинается стадия нормального автокаталитического ускорения. Нормальная стадия автокаталитического ускорения начинается приблизительно через 15—20 мин после того, как кристаллы подвергаются воздействию повышенной температуры. На рис. 3.18, *а* и *б* показаны электронные микрофотографии углеродных реплик (с германиевым экранированием), полу-

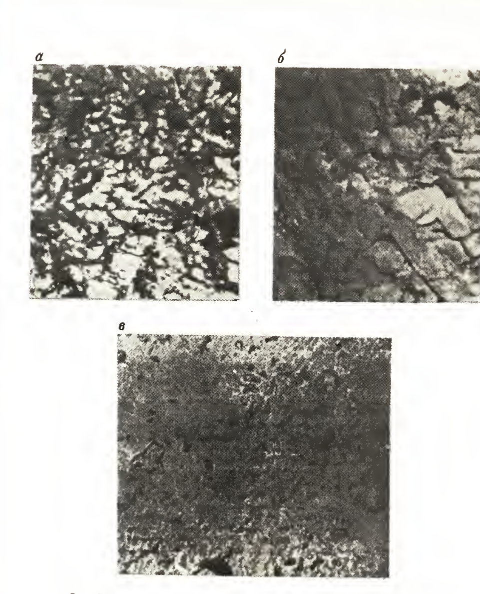


Рис. 3.18. Реплики α-азида свинца после темперирования в вакууме:
а, б, в — увеличение соответственно в 8000, 12 000 и 6000 раз

ченных с кристалла α-азида свинца после нагревания его в вакууме при температуре 250 °C в течение 14 мин. При сравнении с микрофотографией кристалла, который не подвергся разложению, этот кристалл оказывается в значительной степени разрушенным и видны кусочки экстрактивного материала, прилипшие к реплике. Промежуточные серые зоны, по-видимому, включают в себя одиночный слой экстрагированной пленки, прикрепленной к углероду, в то время как темные области скорее всего происходят от нагромождения слоев экстрагированной пленки во время процесса отмывки. Светлые зоны представляют

участки пониженной абсорбции и рассеивания и поэтому, как можно полагать, соответствуют углеродной пленке с тех мест, где не происходит экстрагирования. Вид другой поверхности того же самого кристалла приведен на рис. 3.15, *в*, который показывает мелкозернистую «похожую на кружево» темно-серую структуру, которая покрывает около 70% площади микрофотографии. Это, как полагают, является поверхностным слоем, экстрагированным из кристалла углеродом, при этом поверхностные слои одиночного кристалла могут принимать различный вид.

Обычно после нагревания в вакууме в течение 15 мин при температуре 250 °С очень маленькие ядра свинца диаметром около 0,005 мкм становятся видимыми на микрофотографиях и много таких включений экстрагируется при репликационном процессе. На рис. 3.19, *а*, представляющем микрофотографию (увеличение в 10 000 раз) поверхности кристалла после нагревания его в вакууме при температуре 250 °С в течение 15 мин, видны многочисленные, небольшие по размерам экстрагированные ядра свинца, расположенные вблизи поверхностного дефекта. Каждое свинцовое ядро лежит на дне небольшого кратера. Это интересное явление рассматривается более детально ниже. (Оно подобно тому, как ядра свинца становятся легко заметными на микрофотографиях, полученных после длительного разложения). Не все углубления содержали свинцовые ядра, так как некоторые из них были потеряны при репликационном процессе. Вид другого участка поверхности кристалла при таком же увеличении приведен на рис. 3.19, *б*. Овальные структуры, видимые на этой микрофотографии (увеличение в 10 000 раз), оказываются гладкими вместо разрушенных и разложившихся, как показано на рис. 3.19, *а*. На рис. 3.19, *б* также имелось слишком мало включений азида свинца вблизи овальных структур. Тем не менее имеется, как оказывается, некоторая вторичная экстрагированная пленка в этой области, соответствующая более темным зонам на микрофотографии. Общий вид при увеличении в 2000 раз приведен на рис. 3.19, *в*, где показаны резко очерченная структура и экстрагированные ядра свинца (см. рис. 3.19,*а*) и темные вторичные пленки (см. рис. 3.19, *б*) В то время как ядра свинца и поверхностные слои были обнаружены в одном и том же районе поверхности, они, как было определено, не смешиваются.

Основанием для заключения, что инородные материалы экстрагируются репликами, служило следующее.

1. Опыт позволяет сделать различие между «чистой» углеродной репликой и репликой, которая экстрагирует поверхностный слой азида свинца. Свежеполученные, не подвергавшиеся разложению, кристаллы в основном дают чистые реплики.

2. Картины дифракции электронов для чистого углерода были отличны от картин, полученных в том случае, когда пленка была экстракционной. Однако в последнем случае кольца были настолько расплывчатыми, что провести идентификацию не представлялось возможным.

3. Экстрагированные слои становятся явными при помощи другого способа, иллюстрированного на рис. 3.20, где углеродную пленку (слегка окрашенная область) можно увидеть под трещиной в экстраги-

рованной пленке. Во время поднятия реплики на сетке она может сложиться или изогнуться на всем протяжении без повреждения. Однако вряд ли экстрагированный материал может обладать таким свойством и в результате этого в любых поверхностных слоях, экстрагированных с маточного кристалла, имеется вероятность образования трещин. При этом углеродная пленка остается ненарушенной.

Экстрагированные слои иногда принимают другой вид в зависимости от условий их образования и процесса образования реплик. На рис. 3.21, *а* приведена электронная фотография, сделанная с кристалла

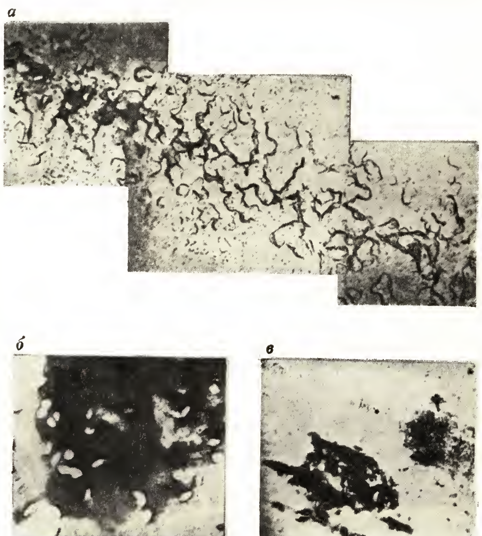


Рис. 3.19. Реплики α-азида свинца после темперирования в вакууме

α-азида свинца, выдержанного при температуре 250 °C в вакууме в течение 15 мин, на которой экстрагированный слой выглядит в виде хлопьев. При этом каждая чешуйка отчетливо прикреплена к точке на углеродной пленке, соответствующей дефекту поверхности. На рис. 3.21, *б* показана электронная микрофотография, для получения которой реплика была изготовлена без использования германиевого экранирования. Она удалена от цериевого раствора нитрата аммония, как только кристалл был отмыт дистиллированной водой и растворен в ней. Так как хлопья экстрагированного слоя были подобны хлопьям, показанным на рис. 3.21, можно сделать вывод, что хлопья не являются только особенностью, создаваемой репликационным процессом, а являются кусочками экстрагированной поверхностной пленки.

На рис. 3.22 показана электронная микрофотография α-азида свинца, также нагреваемого до температуры 250 °C в вакууме в течение 15 мин. Часть рисунка, находящаяся вверху слева, показывает поперечное сечение реплики и служит хорошим указателем степени протекания реакции. В этой точке вся поверхность кристалла оказывается полностью покрытой эрозией, но при продвижении по фотографии вниз и вправо небольшие неровности или кристаллиты становятся различными. Это позволяет определить, где начинается разложение на кристаллах с такими кристаллитами или неровностями поверхности. Если бы разложение начиналось на вершине кристаллитов, топография кристалла имела бы тенденцию становиться «сглаженной сверху». Картина эрозии при разложении, однако, как оказывается, указывает на неровности, которые, вероятно, были бы наилучшим образом получены, если местонахождение первичного разложения будет находиться

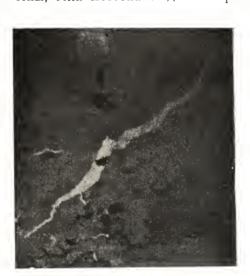
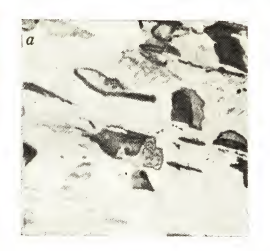




Рис. 3.20. Реплики α-азида свинца, нагреваемого до температуры 250 °C в вакууме в течение 15 мин. Трещины, появившиеся во вторичной экстрагированной пленке, позволяют видеть углеродную пленку под ними. (Углеродная реплика, германиевое экранирование, увеличение каждого снимка 10 000 раз)



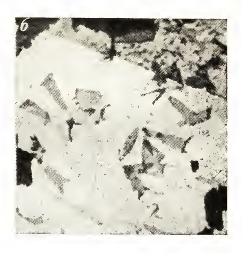


Рис. 3.21. Экстрактивная реплика поверхностных соединений, полученная от α-азида свинца. (Углеродная реплика, германиевое экранирование):
а — хлопья (увеличение в 8000 раз); *б* — поверхностное соединение (увеличение в 10 000 раз)

около основания кристаллитов. Это обстоятельство можно было бы объяснить, если бы кристалл был напряжен и, следовательно, был более реакционноспособным в тех точках, где кристаллиты прикреплены к кристаллу.

Непрерывная выдержка азида свинца в вакууме при температуре 250—265 °С и в течение времени, превышающего 15 мин (соответствующего автокаталитической стадии разложения), характеризовалась появлением и ростом свинцовых ядер на поверхности. Наблюдения (рис. 3.23, *а*—3,23, *е*), выполненные с помощью оптического микроскопа, показали, что кристаллы сначала изменяют цвет от кристально чистого до слегка желтоватого, непрозрачного, становящегося более резко выраженным со временем. Не ранее чем через 40 мин (включая приблизительно 10 мин на время прогрева) выдержки при повышенных температурах (в данном случае 265 °С) проводимые оптические наблюдения покажут какую-либо очевидность начала потемнения на поверхностях кристалла вследствие образования свинца. Свинец образуется преимущественно на гранях (010) кристаллов. При продолжающемся времени выдержки при повышенных температурах поверхности (010) становятся более темными, и непрозрачное желтое окрашивание переходит в молочно-белое, причем молочно-белый цвет, по-видимому, объясняется разложением вдоль внутренних дефектов в кристалле. Затем другие поверхности кристалла начинают заметно темнеть, так что после 90-минутной тепловой обработки все грани кристалла будут равномерно потемневшими. При достаточной тепловой обработке темная поверхность кристаллов принимает вид шелухи, которая может быть отколота с обнажением молочно-белых внутренних слоев. Эта шелуха, вероятно, содержит некоторую форму дефектной структуры азида свинца, так как она разлагается в цериевом растворе нитрата аммония с

выделением газообразного азота, и скорость выделения газа была более медленная, чем в случае чистого азида свинца. Эта шелуха, как было найдено, является более толстой на (010) грани, чем на любой другой из граней, что вновь указывает на то, что в направлении (010) происходит более быстрое разложение. Например, в одном опыте тол-

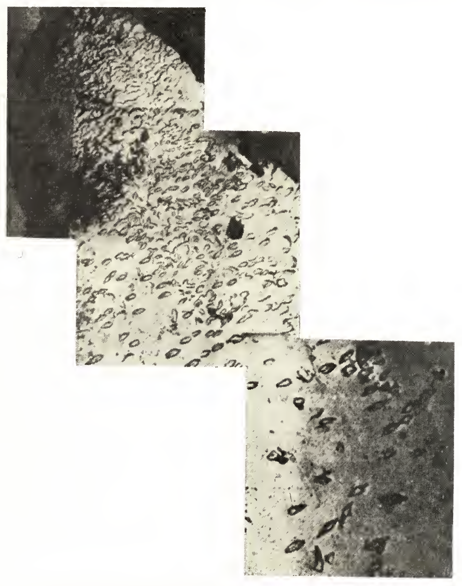


Рис. 3.22. Реплика с кристалла α-азида свинца после нагревания в вакууме. (Углеродная реплика, германиевое экранирование, увеличение в 8000 раз)

щина шелухи на (110) грани равнялась 12 мкм, а на (010) грани — 18 мкм.

Продолжительное разложение показывает интересные поверхностные изменения, причем, вероятно, наиболее заслуживающим внимания будет рост свинцовых крупинок, образование которых было наиболее быстрым на (010) грани. Как уже упоминалось выше, первые свинцовые крупинки становятся видимыми после приблизительно 15-минутной тепловой обработки при температуре 250 °С (включая приблизительно 10 мин на время прогрева), что, как оказывается, соответствует началу автокаталитического разложения.

Чтобы исключить все неизвестное и возможное при интерпретировании электронных микрофотографий, были проведены многочисленные наблюдения вначале с искусственно приготовленными поверхностями. При испарении свинец был нанесен на углеродную пленку, с тем чтобы изучить ее характеристики, и он также был нанесен на чистые, не подвергавшиеся разложению кристаллы азида свинца, с которых затем были получены реплики. Кроме того, проведенные с целью облегчения интерпретации деталей реплик, эти наблюдения показали, что свинец оставался стабильным под воздействием пучка электронов и оказывался неоплавленным,— факт, который облегчает объяснение микрофотографий. На рис. 3.24, *а* показана электронная микрофотография, полученная с кристалла азида свинца, подвергнутого «старению» в течение 5 мин, на которой только что становятся

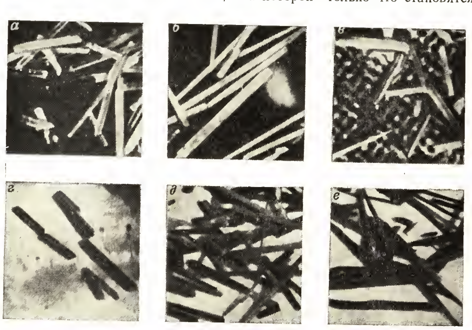
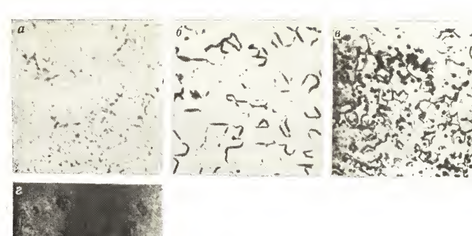


Рис. 3.23. Оптические микрофотографии (увеличение в 36 раз) азида свинца после «старения» при температуре 365 °С в течение:
а — 0 мин; *б* — 15 мин; *в* — 30 мин; *г* — 40 мин; *д* — 75 мин; *е* — 90 мин



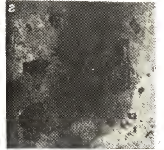


Рис. 3.24. Электронные микрофотографии реплики азида свинца после «старения» при температуре 265 °С в течение различного времени:

а — свинцовые ядра начинают образовываться (увеличение в 10 000 раз) *б* — видны углубления вокруг ядер (увеличение в 27 000 раз); *в* — размеры ядер начинают превышать размеры углублений (увеличение в 27 000 раз); *г* — потемнение грани (010) кристалла (увеличение в 3000 раз)

видными свинцовые ядра. Прослеживанием за ростом этих ядер при продолжающейся реакции стало возможным идентифицировать их с растущими крупинками свинца. Электронная микрофотография, показывающая состояние поверхности после 25-минутной тепловой обработки, приведена на рис. 3.24, *б*. Отметим очевидное образование крупинок свинца и наиболее интересное явление, сопровождающее их, а именно развитие углублений или кратеров вокруг каждой крупинки. Такие углубления наблюдались неизменно связанными с крупинками свинца. Они, очевидно, образовались в результате выделения азота около крупинок свинца с соответствующим уменьшением количества азида свинца вокруг крупинки. Приведенный факт служит доказательством того, что свинцовые крупинки катализируют разложение азида свинца. Рис. 3.24, *в* показывает, что после выдержки азида свинца в течение 35 мин размер крупинок свинца колеблется от 50 до более 1000 Å. Малые ядра затем перерастают размеры первоначального кратера. Крупинки свинца могут экстрагироваться углеродной пленкой, а могут и не экстрагироваться. Это зависит главным образом от их размера. На рис. 3.24, *г* приведена электронная микрофотография, снятая с (010) грани кристалла азида свинца, выдержанного в течение 45 мин. В этом случае крупинки не экстрагировались, однако были ясно видны связанные с ними кратеры, некоторые из них перекрывались. Точка, при которой начинало проявляться перекрытие, соответствовала максимальной скорости изотермического разложения.

На кристаллах, термостатируемых при температуре 265 °С в течение 85 мин, развивались некоторые новые явления. Интересным было

образование на внешней поверхности шелухи очень тонкой, мягкой пленки, которая не разлагается в цериевом растворе нитрата аммония. Там, где кристалл прежде был относительно гладким и нереагирующим, большая часть его поверхности после 90-минутной обработки приобретает особенности, показанные на рис. 3.25.

Распад кристалла идет вдоль предпочтительных направлений, вероятно, вдоль возникающих дислокаций, причем образование трещин происходит вследствие выбрасывания азота с поверхности с наивысшей скоростью в этих направлениях. Дополнительные поверхности, создаваемые при этом процессе трещинообразования, способствуют высвобождению азота, так что большие трещины становятся более глубокими и более широкими, давая дополнительную поверхность для образования ядер свинца и выделения азота. На поверхности, видимой на микрофотографии (см. рис. 3.25, *в*), образовались только очень маленькие крупинки (100 Å и менее) вместо более крупных, которые вырастают при других условиях образования кристаллов. Эти крупинки располагаются на гранях небольшими островками, связанными с разложением только очень небольшого сегмента кристалла. На рис. 3.25, *б* показана электронная микрофотография мягкой тонкой пленки, образующейся на наружной поверхности шелухи. Эта пленка остается плавать на поверхности цериевого раствора нитрата аммония, в котором разлагают кристалл после тепловой обработки. Она была извлечена на решетке и отмыта дистиллированной водой для того, чтобы получить микрофотографию. Пузырчатое образование, как оказывается, происходит в результате выделения азота у мест расположения крупинок свинца, захваченного мягкой пленкой. На кристаллах, выдержанных при температуре 265 °C в течение 90 мин, видно в основном увеличение размера крупинок свинца. В некоторых случаях, когда число крупинок на единицу площади поверхности было малым, они вырастали очень большими и при соприкосновении срастались, образуя жгутообразные структуры (см. рис. 3.25, *в*). Когда разложение достигнет точки образования тяжелого черного слоя на поверхности, но когда еще не происходит образование хлопьев, становится видимой очень специфическая структура, показанная на рис. 3.25, *г*.

Другими особенностями, обычно видимыми на фотографиях, были загрязнения на различных гранях кристаллов. Хотя, как упоминалось выше, грань (010) являлась неизменно поверхностью наиболее быстрого разложения, наблюдались другие изолированные площади на менее реакционноспособных гранях, на которых происходило ускоренное разложение.

Такие участки, вероятно, соответствуют сосредоточению возникающих дислокаций. Выше были описаны общие характерные свойства кристаллов азида свинца, который подвергался длительной выдержке при повышенной температуре.

Все микрофотографии углеродных реплик, полученных на азиде свинца, подвергнутого тепловой обработке в пределах времени индукционного периода, характеризовались экстрагированными вторичными пленками. Ядра металлического свинца не наблюдались до тех пор, пока вторичные пленки не появятся на поверхностях кристалла. Реакци-

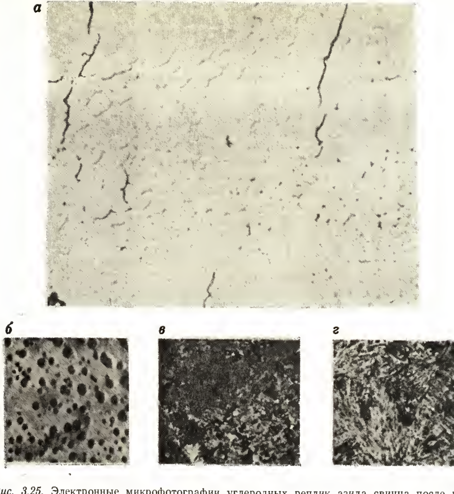


Рис. 3.25. Электронные микрофотографии углеродных реплик азида свинца после нагревания его:

а — растрескивание из-за выделения азота (увеличение в 6000 раз); *б* — пузырьки захваченного азота (увеличение в 18 000 раз); *в* — жгутообразная структура; *г* — структура общего разложения (увеличение в 4000 раз)

ей «зарождения ядер» между водой и свинцом, предлагаемой Райзнером [21], будет следующая:

$$Pb^* + H_2O \longrightarrow PbO + H_2.$$

Вода может присутствовать на азиде свинца в результате хемосорбции. Файткнехт и Сали [12] получили основные азиды свинца, соответствующие формуле $x\mathrm{Pb}(\mathrm{N}_3)_2\ y\ \mathrm{PbO}$ при обработке NaOH и в меньшей степени водой. Райзнер определил при помощи масс-спектроскопического анализа, что газ, выделяемый во время индукционного

периода, состоял в основном из азотистоводородной кислоты, в соответствии с реакцией

$$2Pb(N_3)_2 + H_2O = Pb(N_3)_2PbO + 2HN_3.$$

Тодд показал, что окончательным продуктом разложения α-азида свинца в воздухе была тетрагональная окись свинца. Он также выявил два промежуточных вещества, которые он идентифицировал как основные азиды свинца [24]. Поверхностные пленки, как видно здесь, образующиеся в течение индукционного периода, могут быть образованы при комбинации приведенных выше реакций. То, что многие из пленок были тонкими и разбросанными, можно было объяснить малым количеством адсорбированной воды. Если нагревание продолжается, реакции, соответствующие приведенным уравнениям, будут идти до тех пор, пока вода не будет израсходована. После этого зародыши ядер свинца будут беспрепятственно перерастать в свинцовые крупинки, наблюдаемые при длительной тепловой обработке. Когда реакция продолжается до первоначально образованной пленки основного азида свинца, она начинает освобождаться и затем отделяется от кристалла. Когда свинцовые ядра становятся видимыми, практически пленки на кристалле нет. Это позволяет сделать реплику поверхности кристалла, прежде чем пленка основного азида свинца будет удалена продолжающейся реакцией. Когда слой азида будет растворен цериевым раствором нитрата аммония, части пленки основного азида свинца не растворятся, а экстрагируются при помощи углеродных реплик и будут наблюдаться на микрофотографиях.

Предложенный механизм свинцового разложения во время автокаталитической стадии основан на росте свинцовых центров с ядрами, присутствующими на гранях азида свинца в виде продукта разложения или загрязнения и полупроводникового загрязнения азидом свинца n-типа. Свинцовые ядра получаются в результате термического или фотолитического разложения азида свинца и из избытка свободного свинца по сравнению со стехиометрией; свинец четко обнаружен во всех образцах «чистого» азида свинца. Электроны и экситоны находят путь к одному из этих ядер, которые действуют как ловушка, заряжая ядра отрицательно и в случае экситона выделяя азот. Свинцовые ядра могут затем притягивать ионы свинца, вызывая дальнейший рост ядер в течение разложения. Ионами, способными мигрировать в соответствии с механизмом, предложенным Моттом и Герни, для обеспечения роста крупинок свинца, являются ионы Pb^{++} [17, 20].

Крупинки свинца, присутствующие на поверхности азида свинца, катализируют реакции разложения, а так как свинец является продуктом разложения, то такие реакции относятся к автокаталитическим. Механизм, доложенный на секции по фотохимии, объяснял автокатализ, наблюдаемый при термическом разложении, а также электронные и оптические микрофотографии, полученные при этом исследовании.

Неоднородность поверхности кристаллов имеет место преимущественно на грани (010). Крупинки свинца образовались исключительно на грани (010) во время ранних стадий разложения, но при продолжи-

тельном разложении они формировались также и на других гранях. Однако до настоящего времени не установлено, что неоднородность поверхности кристалла и преимущественное образование крупинок свинца взаимно связаны. Существуют границы крупинок, в пределах которых они могут оказаться как одиночный кристалл, чему служат доказательством микрофотографии, приведенные на рис. 3.13, *б* и *в*, если, конечно, кристаллиты будут ориентированы различным образом, а не просто проявлять различные кристаллические особенности.

3.3.3. Разложение тонких пленок и микрокристаллов азида свинца при бомбардировке их электронами

Дифракции электронов от подложки (пара из коллодия и углеродной пленки без слоя свинца) показана на рис. 3.26, *а*, а на рис. 3.26, *б* приведена дифракция для этой подложки со слоем свинца. Последняя картина преображается в изображенную на рис. 3.26, *в* после пропускания паров азотистоводородной кислоты в течение 22—120 ч. В результате реакции образуется тонкая пленка азида свинца. Эта картина состоит из трех размытых колец, указывающих на то, что структура является аморфной. Более точного плана расположения колец получить не удалось из-за размытого характера их. Однако расчеты показывают, что два кольца были обусловлены структурой азида свинца (форма 1). Половина ширины колец указывает на то, что кристаллиты были чрезмерно малого размера (около 15 Å). Такие малые размеры кристаллитов, вероятно, объяснялись способом образования пленок азида свинца на подложке из коллодия и углерода, подобно лежащим на плоских пластинках. На рис. 3.26, *г* показана дифракционная картина от пленки азида свинца после сильной бомбардировки пучком электронов. Различие между дифракцией, изображенной на рис. 3.26, *г*, которая представляет «дактилоскопический отпечаток» азида свинца, разложившегося до свинца под воздействием пучка электронов в вакууме, и картиной, показанной на рис. 3.26, *б* для свинца, отложенного на комбинированной пленке из углерода и коллодия, обусловлено активированным состоянием свинца после испарения. Свинец образуется в виде чрезмерно маленьких капелек диаметром 50 Å и более, которые быстро реагируют, если будут находиться в контакте с воздухом. Дифракционная картина электронов (рис. 3,26, *г*), вероятно, представляет соединения свинца, образованные при реакции его с воздухом во время удаления пленки свинца из испарителя СК-3 и переноски его к электронному микроскопу для наблюдения.

Электронные микрофотографии тонких пленок азида свинца, растущих на углеродоколлодиевой подложке, показаны на рис. 3.27. Большая часть первоначальной свинцовой пленки (однородный мелкий серый материал на левой стороне микрофотографии является частью первоначальной свинцовой пленки) превращается в небольшие островки азида свинца, забирая свинец с окружающей поверхности. Механизм миграции, вероятно, заключается в том, что свинец диффундирует

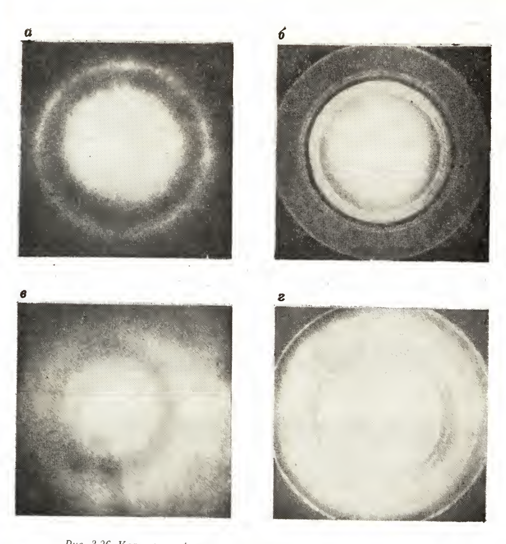


Рис. 3.26. Картины дифракции электронов от образцов азида свинца:
а — пара коллодий — углерод; *б* — подложка со свинцом на иоверхности; *в* — тонкая пленка азида свинца после взаимодействия с HN_3; *г* — пленка азида свинца после сильной бомбардировки электронами

через поверхность во время образования пленки азида свинца, с тем чтобы образовать островки азида свинца, как это следует из рис. 3.28, *б*. На рис. 3.28, *в* видны дендриты, а на рис. 3.28, *г* показано листовидное образование, полученное вследствие бомбардировки пучком электронов. На рис. 3.28, *а* показаны ранние зерна азида свинца, кажущиеся тонкими гексогональными пластинками или крошечными орторомбами. Эти ранние стадии роста, однако, существовали недолго и вскоре происходило удлинение вдоль грани (001). В результате происходило образование кристаллов, по виду подобных кристаллам

«стандартного размера». На рис. 3.28, *б* можно увидеть, что кристаллы имеют ту же самую структуру, что и большие кристаллы азида свинца, причем наибольший из видимых здесь кристаллов имеет размеры около 1,4×0,4×0,1 мкм.

На рис. 3.28 показан ряд последовательных снимков, снятых с пятисекундными интервалами во время разложения микрокристалла при бомбардировке электронами и иллюстрирующих механизм, по которо-

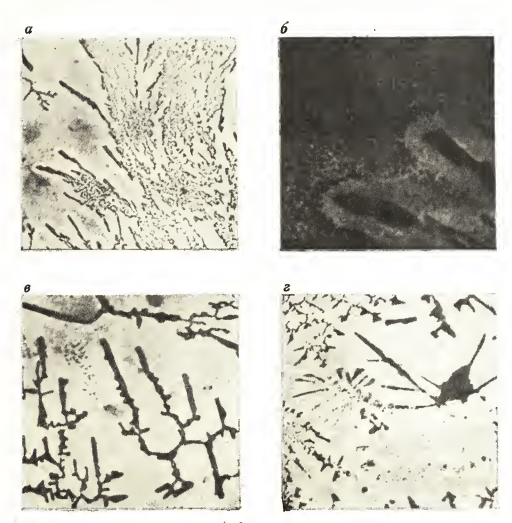


Рис. 3.27. Электронные микрофотографии роста кристаллов азида свинца и разложения его под воздействием пучка электронов:

а — рост кристаллов азида свинца на углеродно-коллодиевой подложке (увеличение в 3000 раз); *б* — извлечение свинца с поверхности пленки азида свинца для образования кристаллов (увеличение в 12 000 раз); *в* — дендритные зерна кристаллитов на подложке (увеличение в 12 000 раз); *г* — пластинчатое образование, полученное при разложении волокна азида свинца под воздействием пучка электронов

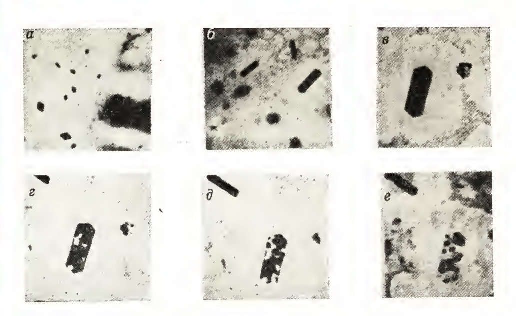


Рис. 3.28. Рост и разложение отдельного кристалла азида свинца под воздействием пучка электронов:

а — отдельные орторомбические и гексагональные пластинки в ранних стадиях роста микрокристаллов (увеличение в 4000 раз); *б* — кристаллы, полученные из начальных, изображенных на снимке (увеличение в 10 000 раз); *в* — *е* — серия электронных микрофотографий микрокристалла, разлагающегося под действием интенсивного электронного пучка

му кристалл азида свинца превращается в несколько или множество «комочков» свинца. Когда граничащие ядра свинца соприкасаются, то происходит, по-видимому, соединение их с образованием сферических форм или «подобных вязанию» структур в зависимости от того, как много ядер может быть прослежено визуально. Соединение происходит подобно соединению капель воды (но более медленно). Это нестационарное поведение показывает, что крупинки свинца являются очень подвижными.

Демонстрацией роста ядер служит электронное разложение гексагональных пластинок, показанное на рис. 3.29. Так как эти пластинки были очень тонкими, то пучок электронов мог более легко пронизывать их с меньшим рассеиванием электронов, чем в случае микрокристаллов стандартной формы. Некоторые из ранних свинцовых ядер в первоначальных кристаллах имели диаметр около 80 Å. При использовании холодной стадии и тщательно разработанных методов можно было наблюдать ядра диаметром 30 Å и проследить их до полного разложения кристалла.

Разложение азида свинца при бомбардировке электронами, несомненно, отличается от термического разложения, хотя при бомбардировке электронами термическое разложение в некоторой степени без сомнения происходит, если не принимают мер для защиты кристалла

от нагревания. Наблюдения кристаллов нормального размера при бомбардировке электронами показывают, что они становятся прозрачными и коричневыми в области, подверженной воздействию электронов. При этом имеет место резкий переход к нормальному цвету неразложившегося вещества в областях, не подверженных воздействию электронов. При термическом разложении весь кристалл становится равномерно непрозрачным, светло-желтым. Так же как в случае азида серебра, взаимодействие электронов с азидом свинца, по-видимому, высвобождает азот, оставляя свинец позади кристаллической решетки и в промежуточных положениях, последний мигрирует в конце концов к ядрам, видимым на гранях кристалла.

Метод для растущих кристаллов подсказывает новые области исследования, но он все еще оценен не полностью. Тот факт, что процесс получения реплик не является необходимым и за ростом крупинок свинца можно следить на том же самом кристалле до тех пор, пока кристалл полностью не разложится, допускает скоростное проведение исследований роста свинцовой крупинки. Картины дифракции электронов от монокристаллов или тонких пленок могут быть использованы для идентификации поверхностных соединений или промежуточных продуктов разложения. Другой возможной областью применения этих картин является определение спектра поглощения азида свинца при использовании тонких пленок.

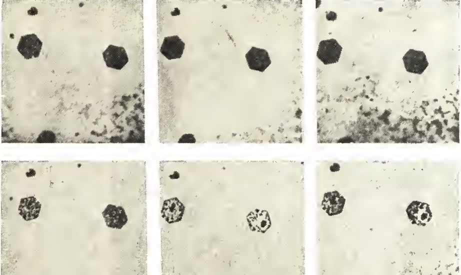


Рис. 3.29. Серия электронных микрофотографий микрокристаллов, демонстрирующая рост ядер при разложении (увеличение в 12 000 раз)

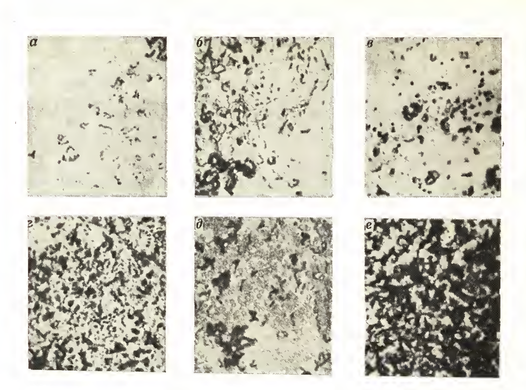


Рис. 3.30. Электронные микрофотографии углеродных реплик α-азида свинца, нагреваемого при температуре 100 °C в атмосфере углекислого газа, насыщенного парами воды при температуре 60 °C (увеличение в 4000 раз) в течение:
а — 2 ч; *б* — 4 ч; *в* — 7 ч; *г* — 11 ч; *д* — 41 ч; *е* — 52 ч

3.3.4. Взаимодействие азида свинца с углекислым газом, водой, азотом и воздухом

Образцы азида свинца массой 50 мг нагревали в трубчатой печи в атмосфере двуокиси углерода и водяных паров при температуре печи от 50 до 120 °C и температуре водяной бани от 24 до 78 °C. Время нагрева колебалось от 2 до 52 ч. После тепловой обработки были сделаны углеродные реплики, которые изучались с помощью электронного микроскопа. Для подвергшегося обработке азида свинца дополнительно были получены спектры инфракрасного поглощения. На основании полученных результатов были сделаны следующие выводы.

1. Степень взаимодействия азида свинца с двуокисью углерода и водяным паром (как можно судить по количеству экстрагированного инородного поверхностного материала на углеродных репликах) увеличивается при повышении температуры печи и водяной бани, а также при увеличении продолжительности обработки.

2. Электронные микрофотографии по сравнению с инфракрасной спектрофотометрией обеспечивают намного более чувствительные способы для выявления образования поверхностного соединения.

3. На основании результатов инфракрасной спектроскопии продукты реакции были идентифицированы как карбонаты.

На рис. 3.30 показана серия электронных микрофотографий, полученных при изменении продолжительности обработки от 2 до 52 ч. Эта серия показывает постепенное увеличение образования поверхностного соединения во времени. Следует подчеркнуть, что существуют факторы, обуславливающие различия во внешнем виде этих электронных микрофотографий. Во-первых, реплики были сделаны с различных кристаллов. Во-вторых, детали могут значительно изменяться на различных частях того же самого кристалла. Наконец, степень экстрагирования поверхностных соединений не является одинаковой. Например, на рис. 3.30, *г* видно значительное количество экстрагированного материала, а на рис. 3.30, *е* кристалл, как видно, полностью покрыт поверхностными соединениями, которые в значительной степени были экстрагированы. В случае, показанном на рис. 3.30, *д*, поверхностные соединения оказываются экстрагированными в значительно меньшей степени или они отслоились прежде, чем была сделана реплика. Таким наблюдался срез кристалла, находящийся под продуктами реакции. На тех ограниченных участках, где происходило экстрагирование, внешний вид, как можно увидеть, очень сходен с тем, который показан на рис. 3.30, *е*.

На рис. 3.31 воспроизведены инфракрасные адсорбционные спектрограммы. Первая (рис. 3.31, *а*) относится к случаю, когда время нагрева составляло 25 ч и применяли трубчатую печь с температурой 90 °С, а температура водяной бани составляла 24 °С. За исключением того, что некоторое количество воды остается на обработанном образце (на что указывает пик, наблюдаемый около 2,9 мкм [1, 5]), этот адсорбционный спектр оказывается идентичным спектру свежеполучен-

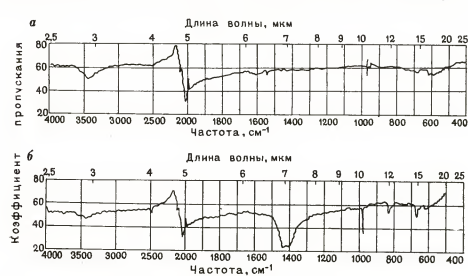


Рис. 3.31. Инфракрасные спектрограммы α-азида свинца

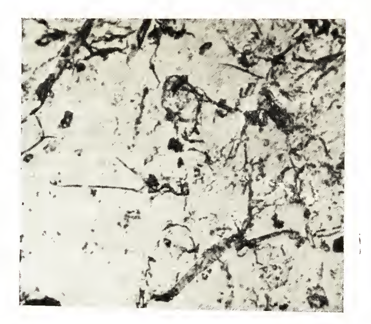


Рис. 3.32. Электронная микрофотография углеродной реплики α-азида свинца (увеличение в 400 раз)

ного, чистого, не подвергавшегося нагреву азида свинца. Следовательно, поверхностные соединения не присутствовали в достаточно высоких концентрациях, чтобы их можно было выявить при помощи этого метода. Вторая спектрограмма (рис. 3.31, *б)* была получена при идентичных условиях, за исключением того, что азид свинца подвергали нагреву в течение 52 ч при температуре печи 100 °С и температуре водяной бани 60 °С. В этом образце присутствует заметное количество карбонатов на поверхности, на что указывает адсорбционный пик при уровне приблизительно 7,2 мкм [15] и два меньших пика при 12 и 15 мкм.

Карбонаты, очевидно, образуются на поверхности кристаллов азида свинца только в том случае, если в двуокиси углерода присутствует вода. На рис. 3.32 показана электронная микрофотография углеродной реплики, снятой с поверхности кристалла после нагрева в атмосфере сухого CO_2 при температуре 100 °С в течение 64 ч. Хотя здесь имеется очень тонкая пленка продуктов реакции, но крупных кусочков карбоната, которые видны на нагреваемых во влажной атмосфере кристаллах, не имеется. Такие малые концентрации являются недостаточными для того, чтобы их можно было обнаружить при помощи методов, связанных с инфракрасным излучением, что согласуется с механизмом, изложенным ниже. Особый интерес представляет тот факт, что при продолжительных периодах времени в присутствии влаги образование карбоната может происходить при более низкой температуре. Во время выполнения программы исследований в этой лаборатории для оценки эффектов хранения коллоидный азид свинца выдерживали при темпе-

ратуре 30 °C в течение 26 сут в сухом CO_2 и затем в течение 24 сут и более при той же самой температуре, но в атмосфере CO_2 и водяных паров. Инфракрасная адсорбционная спектрограмма этого материала показывает кроме пика азида широкий пик при 7,2 мкм и два более резких пика при 12 и 15 мкм, что свидетельствует о заметном образовании карбонатов при температуре окружающей среды.

Так как для образования карбоната на азиде свинца необходимы пары воды, то уравнение, предложенное Райзнером [22] для реакции паров воды с азидом свинца, было подтверждено. Насыщенный парами воды аргон пропускали над азидом свинца, находящимся в трубчатой печи при температуре 100—150 °C. Уходящие газы также барботировали через раствор нитрата серебра. В результате образовывался белый осадок, который после высушивания давал инфракрасную адсорбционную спектрограмму, свидетельствующую о наличии азидного соединения и, таким образом, указывающую на присутствие паров NH_3 в уходящих газах. Причем белый осадок представлял собой азид серебра, образованный в соответствии с реакцией

$$HN_3 + AgNO_3 \longrightarrow H^+ + NO_3^- + AgN_3.$$

Дальнейшим подтверждением предложенного Райзнером механизма служит тот факт, что инфракрасная спектрограмма уходящих газов также свидетельствует о присутствии азидной связи. Тот факт, что поверхностный карбонат образуется в значительной степени на азиде свинца только в присутствии паров воды в CO_2, означает, что карбонат свинца образуется в результате реакции CO_2 с частью PbO основного азида свинца. Промышленный сорт PbO был тогда подвергнут в раздельных образцах воздействию сухого и влажного углекислого газа и в обоих случаях инфракрасные спектрограммы обработанного осадка показали присутствие карбонатов. Первой стадией в образовании карбоната, очевидно, является образование основного азида при реакции воды с азидом свинца. Точное отношение окиси азида свинца не было определено, так как оно, вероятно, изменялось в кристалле с глубиной. Образование окиси свинца может происходить также по реакции «зародышей» свинцовых ядер с водой. Так как PbO является, очевидно, местом присоединения CO_2, то второй стадией в процессе служит реакция

$$Pb(N_3)_2PbO + CO_2 \longrightarrow Pb(N_3)_2PbCO_3.$$

Небольшое количество карбоната, образующегося в случае, когда азид свинца подвергают действию сухого CO_2, может быть отнесено за счет воздействия и адсорбции воды и последующего образования PbO, которое должно неизменно когда-нибудь произойти в период существования азида. Так как окись свинца реагирует с водой с образованием $Pb(OH)_2$ в присутствии достаточного количества адсорбированной на азиде свинца воды реакция может продолжаться с выходом

$$Pb(N_3)_2PbO + H_2O \longrightarrow Pb(N_3)_2Pb(OH)_2.$$

В этом случае должна бы протекать кислотно-основная реакция с угольной кислотой, присутствующей в смеси двуокиси углерода с парами воды:

$$Pb(N_3)_2Pb(OH)_2 + H_2CO_3 \longrightarrow Pb(N_3)_2PbCO_3 + 2H_2O.$$

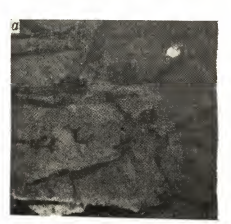
Возможно также, что CO_2 реагирует непосредственно с $Pb(N_3)_2Pb(OH)_2$ с образованием карбоната

$$Pb(N_3)_2Pb(OH)_2 + CO_2 \longrightarrow Pb(N_3)_2PbCO_3 + H_2O.$$

Вследствие осложнений, вносимых в инфракрасный адсорбционный спектр присутствием воды, не было установлено наличие в обработанном азиде свинца гидроокиси свинца. Нетто-реакция взаимодействия азида свинца с парами воды имеет вид

$$2Pb(N_3)_2 + H_2O + CO_2 \longrightarrow Pb(N_3)_2PbCO_3 + 2HN_3.$$

Оказывается, что азид свинца может до некоторой степени реагировать с почти всеми элементами из его нормального атмосферного окружения. Электронная микрофотография углеродной реплики, полученной с кристалла азида свинца после обработки в кислороде в течение 26 сут при температуре 35 °С, показывает волнистую структуру, типичную для всего кристалла. Полоски толстой пленки не кажутся экстрагированными; они похожи на складки, возникающие на изломах или трещинах на поверхности кристалла. Поверхности кристаллов, подвергавшихся воздействию азота и воздуха в течение 26 сут, выглядят во многом так же, как поверхности кристаллов, обработанных кислородом (рис. 3.33). Однако реплика кристалла после воздействия азота имеет больше материала, экстрагированного с поверхности кристалла. Кристаллы азида свинца, подверженные воздействию воздуха в течение 26 сут, были покрыты мелкими гаксагональными структурами и в ос-



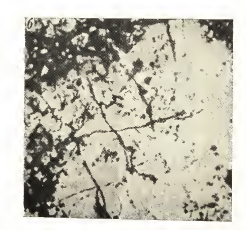


Рис. 3.33. Электронные микрофотографии α-азида свинца после воздействия воздуха (*а*) и азота (*б*) при давлении $1 \cdot 10^5$ Па и температуре 35 °С (углеродная реплика без экранирования, увеличение в 4000 раз)

новном полосчатая природа кристалла была видной на подложке. Шестиугольники содержали экстрагированный материал в форме пленки и темных пятен. Кроме того, имелся экстрагированный материал, по качеству отличный от материала шестиугольников. Проведенные с помощью электронного микроскопа наблюдения были недостаточными для того, чтобы убедиться в том, что поверхности были скорее характерными особенностями обработки, чем особенностями необработанного кристалла. Такие отличительные характерные особенности не были отмечены на свежевыращенных необработанных кристаллах α-азида свинца. Изменения характеристик поверхности азида свинца под воздействием его обычного атмосферного окружения, в особенности под воздействием CO_2 и паров воды, показывают, что возможное уменьшение чувствительности является следствием условий существования азида свинца. Это показывает, что вода не представляет собой идеальную окружающую среду для хранения, потому что присутствие воды приводит к образованию поверхностного соединения.

3.4. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ АЗИДА СВИНЦА, ПОДВЕРГНУТОГО ТЕПЛОВОМУ И ХИМИЧЕСКОМУ ВОЗДЕЙСТВИЮ

Чтобы определить влияние CO_2 и паров воды на чувствительность азида свинца к инициированию, Хонгом [15] были выполнены испытания на воспламеняемость. Методика проведения испытаний была следующей: образец азида свинца сушили в светонепроницаемом эксикаторе, разделяли образец на две части (одна часть служила в качестве контрольного образца, а другую часть подвергали желаемой обработке) и затем оценивали чувствительность каждой порции (табл. 3.3). Была отмечена определенная тенденция к десенсибилизации, что можно отнести за счет образования поверхностного карбоната. Например, образец, который подвергали воздействию углекислого газа, насыщенного парами воды при температуре 150 °С в течение 30 ч, а затем тщательно высушивали в течение следующих 30 ч, давал значение, соответствующее 50%-ной вероятности воспламенения, 2525 В по сравнению с 2250 В для соответствующего значения, полученного для контрольного образца. Это различие было больше, чем статистические отклонения, обычно встречающиеся при испытании на воспламеняемость.

3.5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ФОТОПРОВОДИМОСТИ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННОГО МИКРОСКОПА

Начальная стадия термического разложения азида свинца характеризуется индукционным периодом вначале с быстрой, а затем с уменьшающейся скоростью выделения газа и образованием поверхностных соединений. Затем следует стадия автокаталитического ускорения, во время которой на поверхности кристаллов азида свинца возникают и растут крупинки свинца. Максимальная скорость разложения

ТАБЛИЦА 3.3

Результаты воздействия углекислого газа и паров воды

Температура, °С		Продолжительность обработки, ч	Примечание
трубчатой печи	водяной бани		
50	24	От 8 до 14	Небольшое изменение топографии поверхности кристалла происходит даже после наибольшего времени обработки
70	24	От 2,5 до 25	Электронные микрофотографии показывают образование небольших количеств поверхностного соединения, которое увеличивается с увеличением времени обработки. На инфракрасных спектрограммах продукта после 25-часовой обработки были видны только пик азида при 5 мкм и пик воды при 2,9 мкм
90	24	От 4 до 20	Электронные микрофотографии показывают большую тенденцию к образованию поверхностного соединения, чем в предыдущих опытах. На инфракрасных спектрограммах вновь видны лишь азидный пик и пик воды.
90	60	От 3 до 16	Электронные микрофотографии свидетельствуют о более раннем и более явно выраженном образовании поверхностного соединения
100	60	От 2 до 52	Электронные микрофотографии показывают очень заметное образование поверхностного соединения, которое увеличивается постепенно с увеличением времени обработки. После 52 ч обработки инфракрасные спектрограммы показывают пики при 7,4; 12 и 15 мкм, соответствующие карбонатам, а также азидный пик при 5 мкм и пик воды при 2,9 мкм
120	78	16	Инфракрасные спектрограммы показывают большее количество карбонатов по сравнению с предыдущими опытами

наблюдается приблизительно в то же время, когда соседние крупинки свинца вырастают одна до другой. Во время начальной или «индукционной» стадии наиболее важной реакцией является реакция между азидом свинца и абсорбированными парами воды, приводящая к выделению азотистоводородной кислоты и образованию на поверхности кристалла основного азида свинца. В течение автокаталитической стадии разложение происходит по полупроводниковому механизму, подобному фотохимическому процессу в галоидном серебре в фотографических эмульсиях. Растущие крупинки свинца являются автокатализаторами.

Как показывает электронная микроскопия и инфракрасная спектрофотометрия, химические реакции происходят между азидом свинца и компонентами его окружения при обычном хранении. Поверхность азида свинца легко реагирует с парами воды, двуокисью углерода в присутствии воды, кислородом и даже азотом и образованные в результате этого поверхностные пленки оказывают влияние на взрывчатую чувствительность по крайней мере в случае реакции с двуокисью углерода в присутствии воды.

Азид свинца обычно имеет ионное строение с ионами решетки Pb^{++} и N_3^-. Последние окружены сильно направленными *s* и *p*-гибридными орбиталями концевых атомов азота. Большинство кристаллических солей свинца имеют обычно ионное строение. Азид свинца кристаллизуется в виде шестикоординатных плоских структур. Свинец может образовывать ковалентные связи двумя путями: 1) через его p_x и p_y электроны, образовывая двухвалентный атом свинца с углом между связями около 90°, и 2) при переходе *s* электрона в *p* орбиталь, образуя sp_3 связи с переходом в $6s6p6d$. При этом образуются четыре тетрагональных sp_2d-связи и становится возможным реальное существование $Pb(N_3)_4$.

Разложение азида свинца вызывается по механизму с участием ядер свинца с ядрами, присутствующими на поверхности, преимущественно на грани (010) азида свинца в виде продукта разложения или загрязнения, причем азид свинца будет являться примесным полупроводником *n*-типа. Свинцовые ядра образуются в результате термического или фотолитического разложения азида свинца или присутствуют как избыточный по сравнению со стехиометрическим соотношением свободный свинец, обнаруженный во всех образцах «чистого» азида свинца. Электроны и (или) экситоны подходят к одному из этих ядер свинца, которые действуют как ловушка электронов, заряжая ядро отрицательно, а в случае экситона также выделяя N_2, после чего ядра свинца могут притягивать ионы свинца, вызывая непрерывный рост ядер во время разложения. Наблюдавшийся при изучении фотопроводимости адсорбционный пик при длине волны 406 нм происходит вследствие ионизации свинцовых ядер. Ионами, которые мигрируют, вероятно, по механизму Мотта и Герни для роста крупинки металла являются ионы Pb^{++} [5, 20]. Многие ионные (и некоторые неионные) кристаллы являются хорошими изоляторами в том случае, если они абсолютно стехиометрические, но становятся полупроводниками при избытке по сравнению со стехиометрией одной из составных частей. Например, чистый TiO_2 имеет удельное сопротивление около 10^{-10} Ом·см, но в случае продукта, соответствующего формуле $TiO_{1,75}$, удельное сопротивление будет составлять всего лишь около 10^{-2} Ом·см. Окиси, которые теряют кислород при нагревании их в вакууме, вследствие этого приобретают донор и становятся полупроводником *n*-типа. Проводимость находится в сильной зависимости от количества примесей и температуры. Подобная ситуация наблюдается для азида свинца. Когда теряется азот, появляется большее количество доноров, фотопроводимость увеличивается; она также увеличивается с повышением температуры, как и во всех полупроводниках.

Крупинки свинца, присутствующие на поверхности азида свинца, также катализируют и ускоряют разложение. Так как свинец является продуктом разложения, это положение соответствует автокатализу. Наблюдаемые при разложении фотопроводимость и автокатализ объясняются следующим механизмом.

1. Азидный радикал (дырка), образованный при разложении N_3^- в соответствии с реакцией

$$N_3^- \longrightarrow N_3 + e^-,$$

мигрирует через кристаллическую решетку главным образом в виде экситона, но он также может мигрировать в виде свободного электрона и свободной положительной дырки.

2. Два из этих экситонов могут реагировать как два свободных электрона и две дырки образуют газообразный азот (и два электрона). Азот выделяется главным образом только на свинцовых ядрах. Разложение экситона происходит при отсутствии отличных от теплового способов возбуждения только на ядрах свинца, которые могут действовать как акцепторы электронов. Это иллюстрируется углублениями (происходящими от концентрации вакансий), наблюдаемыми на электронных микрофотографиях вокруг маленьких свинцовых ядер. Таким образом,

$$Pb_n + 2[N_3 + \varepsilon^-] \longrightarrow 3N_2 + Pb_n^{-2}.$$

3. При захвате электронов свинцовыми ядрами последние заряжаются отрицательно. Более чем один, в действительности иногда даже много электронов может быть захвачено одним ядром для того, чтобы оно имело возможность нейтрализовать ионы Pb^{++}. Эта возможность зависит от подвижности иона Pb^{++}, которая, в свою очередь, находится в сильной зависимости от температуры, особенно при низкой температуре.

4. Ионы свинца притягиваются к свинцовым ядрам и, таким образом, ядра могут расти по реакции типа

$$Pb_n^{-a} + Pb^{++} \longrightarrow Pb_{n+1}^{-a+2}.$$

Имеется явно предпочтительная диффузия ионов Pb^{++}к грани (010), предпочтительное образование ядер на этой грани или оба этих процесса.

5. Малые свинцовые ядра могут подвергаться фотоионизации, освобождая электроны в свободный диапазон, с тем чтобы получить фототок. Тепловая энергия, так же как и световая энергия, необходимы для такого возбуждения, которое, очевидно, протекает через реакции

$$Pb_n \xrightarrow{h\nu} Pb^* \xrightarrow{\text{тепло}} Pb_n^+ + \bar{\varepsilon}.$$

Сильная зависимость фототока от тепловой обработки или процесса «старения» и соответствие диапазона частот фотопроводимости с диапазоном частот металлического свинца показывают, что ионизация ядер свинца является важнейшим процессом в явлении фотопроводимости азида свинца.

3.6. ДИНИТРОБЕНЗОФУРОКСАНЫ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ

Исследования, подобные вышеописанным для азида свинца, провел Торнли [25], который изучил с помощью электронного микроскопа поведение динитробензофуроксанов калия, серебра и свинца. Ядра серебра, как было видно, образуются на поверхностях кристаллов динитробензофуроксана серебра после термического разложения. Однако они не ассоциируются с углублениями, как это было обнаружено при

термическом разложении свинца. При термическом разложении динитрофуроксана свинца, с другой стороны, образуются ядра, ассоциированные с дефектами поверхности, которые выглядят как углубления на поверхности кристалла. Напротив, при разложении динитробензофуроксана калия не видно никаких признаков конденсированных металлических ядер на поверхности кристалла, которые можно было бы ожидать.

Браун [3] установил структурную формулу 4-, 6-динитробензофуроксана. Согласно ему, 4-, 6-динитробензофуроксан является ангидридом кислоты, как видно по его реакции с водой с образованием сложного соединения Майсенхаймера:

H_2O+ [структурные формулы] + H^+

I II III

Значение pK составит приблизительно 5, что намного меньше, чем такое значение для 1-, 3-, 5-тринитробензола, который также образует сложное соединение Майсенхаймера. Это значительное увеличение кислотности происходит, согласно Брауну, благодаря существенному повышению резонансной стабильности, объясняемой расположением нитрогрупп и фуроксанового кольца, отличным по сравнению с симметричным расположением нитрогрупп в 1-, 3-, 5-динитробензоле.

Три эквивалентных структурных формулы могут быть написаны для сложного соединения, но экспериментальная проверка, предусмотренная Брауном, не подтвердила существование структуры III. Структуры I и II являются резонансными формами аниона.

Реакция II⟷III не происходит, о чем можно судить на основе изотопного обмена меченых атомов, даже несмотря на то, что такая реакция повышала бы энергию резонанса аниона и давала бы основания для объяснения высокой кислотности 4, 6 динитробензофуроксана.

Кинетические характеристики изотермического разложения взрывчатых солей 4-, 6-динитробензофуроксана были измерены Брауном с

помощью метода оценки по потере массы. Установленные S-образные кинетические кривые для динитробензофуроксанов рубидия и цезия были объяснены с помощью геометрической модели, которая учитывает изменение площади поверхности разложения ядер, когда они увеличиваются в размере. Когда ядра придут в соприкосновение друг с другом, площадь поверхности уменьшается, и скорость реакции понижается в соответствии с моделью нормального горения зерен.

Энергия активации при термическом разложении солей рубидия и цезия составляла соответственно 235 и 357 кДж. Браун приписал эти высокие значения энергии активации суммарному влиянию различных процессов, которые происходят до разложения реагирующего продукта на поверхности раздела. Различия в энергиях активации до и после точек перегиба указали исследователю на некоторое изменение в механизме, хотя он сделал вывод о том, что геометрия все же контролирует форму кривой термического разложения.

Браун также изучил влияние размера частиц на скорость разложения динитробензофуроксана рубидия. Наблюдаемое изменение в кинетических закономерностях от геометрической прогрессии к линейной зависимости со снижением энергии активации было истолковано как одновременное разложение на поверхности и в объеме. Увеличение площади поверхности вызывает увеличение доли поверхностного разложения и уменьшает долю объемного (геометрического) разложения. Более низкое значение $\Delta H^{\ddagger}$ и выражение поверхности в частном случае дает более низкое $\Delta F^{\ddagger}$.

Динитробензофуроксаны серебра и таллия, как было установлено, разлагаются в соответствии с кинетикой реакций первого порядка. Частотный фактор был намного больше чем kT/h и, следовательно, реакции разложения являлись реакциями псевдопервого порядка. Стадией, контролирующей скорость реакции при разложении, как было установлено, является термическое возбуждение электрона в анионе до уровня проводимости.

3.7. МЕХАНИЗМ ДЕТОНАЦИИ ПЕРВИЧНЫХ ВВ

На основании характеристик азида свинца, солей динитробензофуроксана и родственных первичных ВВ, приведенных в предыдущих разделах, установлена сравнительная легкость перехода горения в детонацию этих соединений. К характерным особенностям азида свинца, гремучей ртути, стифната свинца, азида серебра, динитробензофуроксана свинца и *родственных первичных ВВ* относится высокая теплопроводность в реакционной зоне детонационной волны. Эти вещества были охарактеризованы как *полупроводники,* обычно уже имеющие многочисленные металлические ядра, действующие как активные, электронодонорные центры вблизи *зоны проводимости.* Кроме того, сравнительно небольшая степень разложения быстро создает проводимость, которая также промотируется фотоэлектрически. Таким образом, условия для высокой электронной (и, следовательно, термической) проводимости либо уже существуют, либо легко создаются при относительно малой степени термического разложения. Первичные ВВ,

содержащие в молекулах свинец, серебро, ртуть и подобные тяжелые металлы, вероятно, все разлагаются очень похожим образом в соответствии с тем механизмом, который был описан выше для азида свинца, т. е. путем образования металлических дефектов, которые служат как поверхностные ловушки электронов и переводят электроны в зону проводимости при повышенной температуре при помощи фотонов из интенсивного пламени реакции. В таких соединениях переход горения в детонацию происходит легко и быстро благодаря их электронной проводимости, вызываемой пламенем (фотовозбуждение) и при повышенных температурах (термическое возбуждение) и последующего роста этих активных центров до критического уровня «эволюции» почти так, как в случае галоидов серебра в фотографической эмульсии.

Конечно, имеются другие инициирующие ВВ, кроме упомянутых солей тяжелых металлов. Они обычно чрезвычайно экзотермичны, как например гексанитрат маннита (или «нитроманнит»), или имеют легковозбудимый (электронодонорный) центр, такой, как группа —N=N— в диазонитрофеноле, или обладают обоими этими свойствами. В этой связи хорошо известно, что цветные центры, характеризующиеся такими группами, как —N=N—, имеют электронные орбитали, расположенные достаточно близко к зоне свободных электронов или зоне проводимости, так что они могут быть возбуждены световыми или термическими способами. Такие группы должны быть особенно эффективными и они способствуют переходу горения в детонацию в сильноэкзотермических реакциях. К сожалению, сравнительно мало исследований было выполнено в этой области, хотя они должны быть несомненно полезными.

Наиболее мощные вторичные ВВ находятся, конечно, на границе с первичными ВВ, так как они при горении имеют достаточно высокую температуру пламени, с тем чтобы создать приемлемые плотности электронов. Важным, однако, является то, что переход горения в детонацию для них обычно протекает значительно медленнее, чем для некоторых первичных ВВ, характеризующихся меньшей теплотой взрыва и даже меньшей температурой горения, но имеющих активные (электронодонорные) центры. С другой стороны, от любого ВВ, способного генерировать путем хемионизации значительные концентрации электронов, можно ожидать поведения, характерного для инициирующих ВВ. Наоборот, при применении веществ, захватывающих электроны, можно ожидать прекращения или замедления перехода горения в детонацию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bellamy L. J. *Infra-red Spectra of Complex Molecules,* John Wiley & Sons, Inc., New York, 1958.

2. Bowden F. P. *Proc. Roy. Soc.*, London, No. 1245, July 29, 1958; "The Thermal Decomposition of Explosive Crystals" and "A Study of Electron Microscope and Diffraction", Eighth International Symposium on Combustion, Berkeley, California, Sept., 1958.

3. Brown N. E. "The Structure and Decomposition of Salts of 4,6 Dinitrobenzofuroxan", Ph. D. Thesis, Department of Metallurgy (IMER), University of Utah, Aug., 1965.

4. Camp M. "The Decomposition of Silver Azide by Electrons", Fourth International Conference on Electron Microscopy, Berlin, 1958, pp. 134-138.

5. Cook M. A., N. L. Head, R. T. Keyes, G. M. Thornley, and C. H. Pitt, "Sensitivity of Lead Azide", International Conference on Sensitivity and Hazards of Explosives, London, October 1—3, 1963, ERDE, Waltham Abbey, Essex.

6. Cook M. A., R. T. Keyes, C. H. Pitt and W. K. Lau, "Light Ignition Test for Sensitivity to Initiation of Primary Explosives", Technical Report No. 2, Institute of Metals and Explosives Research, University of Utah, Sandia Corporation Purchase Order No. 15-6358-A, October 1, 1960.

7. Dixon W. J. and A. M. Mood, "A Method for Obtaining and Analyzing Sensitivity Data", *J. Am. St. Assoc., 43,* 109, 1948.

8. Dodd J. G. "Studies of the Decomposition Kinetics of Lead Azide", Proceedings of the Ninth Annual Basic Research Contractors Conference and Symposium, Fort Belvoir, Virginia, October 4-7, 1960, p. 59.

9. Dumas H. M., Jr., "A Technical Report", University of Arkansas, Aug. 31, 1956.

10. Eggert J. "The Initiation of Explosion by Light", *Proc. Roy. Soc.,* London, *A246,* 1950.

11. Evans B. L. and A. D. Yoffe, *Proc. Roy. Soc.,* London, *A250,* 346, 1959.

12. Feitknecht W. and M. Salhi, *Helv. Chem. Acta., 37,* 1423, 1954.

13. Head N. L. "Electron Micrographic Analysis of Lead Azide", Ph. D. Thesis, University of Utah, Department of Metallurgy (IMER), June, 1962.

14. Hill O. H. Appendix B to Final Report, DRL-A-126 under Army Contract DA-44-009EN6-25566, University of Texas, 1957.

15. Hong J. J. "The Effect of Aging Treatments and the Sensitivity and the Chemical Composition of Colloidal Lead Azide", Master's Thesis, University of Utah, Department of Metallurgy (IMER), June 1962.

16. Joebstl J. A. "The Preparation of Thin Films of Selected Inorganic Azides and Their Decomposition", Proceedings of the Ninth Annual Basic Research Contractors Conference and Symposium, Fort Belvoir, Virginia, October, 1960.

17. Krause G. H. and F. E. Warner, "Decomposition of Selected Azides Under the Influence of X-rays", Proceedings of the Ninth Annual Basic Research Contractors Conference and Symposium, Fort Belvoir, Virginia, October, 1960.

18. Love W. F. "Thermal and Photolytic Decomposition in the Methods of Azides", Proceedings of Marty Symposium and Contractors Conference, Fort Belvoir, Virginia, August, 1959, p. 247.

19. McLaren A. C. and G. T. Rogers, *Proc. Roy. Soc.,* London, *A240,* 484, 1957.

20. Mott N. F. and R. W. Gurney, *Electronic Processes in Ionic Crystals,* Oxford University Press, 1946.

21. Reitzner B., *J. Phys. Chem., 65,* 948, 1961.

22. Reitzner B., "Studies of the Thermal Decomposition of PbN_6, "Proceedings of the Ninth Annual Basic Research Contractors Conference and Symposium, Fort Belvoir, Virginia, October, 1960.

23. Rollins R. R. "Photoconductivity of Lead Azide", Ph. D. Thesis, University of Utah, Department of Metallurgy (IMER), June, 1962.

24. Todd G., *Chemistry and Industry, 32,* 1005, 1958.

25. Thornley G. M. "Surface Properties of Lead Azide and K-Dinitrobenzfuroxan", Ph. D. Thesis, University of Utah, Department of Metallurgy (IMER), June 1965.

4. СФЕРИЧЕСКИЕ ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДЕТОНАЦИИ СФЕРИЧЕСКИХ, ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ, ЛИСТОВЫХ И СЛОЕНЫХ ГРУППОВЫХ ЗАРЯДОВ И «СИЛЬНЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ВОЗДУХЕ»

Характеристики и интенсивность сферических взрывных волн для зарядов из тротила при точечном источнике взрыва были рассчитаны Броудом [8, 9] числовым интегрированием гидродинамических уравнений движения, выведенных Нейманом и Рихтмайером [27], а также Бетром и др. [5]. Эквивалентное решение для «сильных ударных волн» было дано Тейлором [36, 37]. Для случая взрыва сферических зарядов из тротила Броудом было рассчитано пиковое давление в ударной волне для приведенных расстояний $\lambda (= \frac{r}{\varepsilon})$, составляющих 0,36 и 1,328; в этом случае избыточное давление соответствовало $38 \cdot 10^4$ и $1 \cdot 10^5$ Па.

Главные трудности при разработке приведенных теоретических представлений относительно характеристик взрывной волны, применяемых в узком интервале или для случая «сильных воздушных ударных волн», сводились к следующему: характеристики волны в источнике взрыва сами по себе не были достаточно известны, они вносили значительную погрешность при определении зависимости скорости от времени, или $R(t)$ кривой начального возмущения от конденсированного ВВ, распространяющегося в окружающей газообразной среде. Рассмотренная ранее внешняя, генерируемая детонацией плазма, движущаяся во фронте возмущения и выходящая в воздух из детонационных волн конденсированных ВВ не является даже частью истинной ударной волны, исходящей от детонирующего заряда ВВ. Когда эту плазму успешно экранируют таким способом, который не мешает распространению истинной ударной волны, скорость распространения возмущения оказывается совершенно отличной от скорости распространения фронта свечения, который теоретически прежде ошибочно отождествляли с ударной волной.

Поэтому образование взрывной волны при детонации сферических зарядов заново сформулировано с привлечением модели «взрывающейся Вселенной». В качестве предварительного рассмотрения этого, для «взрывающейся Вселенной» под действием сил гравитации, вызываемых принимаемым (верхний предел) дефектом массы, равным 1%, высвобождение энергии рассматривается как налагающее ограничение в теории возникновения взрыва «расширяющейся Вселенной». Модель затем была переработана для случая расширения газов от детонирующих сферических зарядов в окружающее воздушное пространство и в вакуум. Результирующие зависимости давления от расстояния

сравнивались с зависимостями, полученными Броудом для $\varepsilon\left[=\left(\frac{E_т}{p_0}\right)^{1/3}\right]$, рассчитанных для того же самого сферического заряда. Тогда теорию можно применить к ударному нагружению листовых, слоевых, цилиндрических и сферических зарядов для того, чтобы предсказать скорости и ускорения. Сравнивались результаты измерения параметров воздушных ударных волн с данными, полученными при применении традиционной теории. Отсутствие знаний о плазмах и их связи с истинной воздушной ударной волной и взрывной волной, связанных с расширяющимися продуктами детонации, приводит к искажению результатов и неправильной их трактовке. Наконец, описаны и обсуждены результаты экспериментов Брокбенка [7] и Юдая [38] по измерению давления в ударных волнах, распространяющихся в открытом воздухе и при наличии препятствий, а также проблемы, связанные со взрывом разбрызганных двухкомпонентных ракетных топлив. Кроме того, сравнивались пиковые давления, измеренные методом аквариума и прибором Луи [25].

4.1. «ГОЛОВНАЯ ЧАСТЬ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ» В СФЕРИЧЕСКИХ ЗАРЯДАХ

Рассмотрим сферический заряд из бризантного ВВ радиусом R_0. Параметры газообразных продуктов за фронтом детонационной волны радиусом $R(t)$ при инициировании заряда в центре могут быть обозначены как $p(x)$, $u(x)$, $T(x)$ и $\rho(x)$ соответственно для контуров давления, массовой скорости, температуры и плотности, где $x(=\frac{r}{R})$. Последняя величина — относительное расстояние, измеряемое по формуле Лагранжа или Эйлера. Перечисленные выше параметры могут быть определены интегрированием этих уравнений, касающихся термодинамических и физических свойств газообразных продуктов. Форма последующего контура взрыва зависит от начальных условий, которые желательно знать как можно точнее. До настоящего времени модель, предложенную Тейлором [37], обычно признавали как наилучшим образом характеризующую эти параметры. Она основывалась непосредственно на традиционном предположении, что теплопередача и вязкость в процессе детонации не столь существенны. Плазменный характер реакционной зоны детонации делает это предположение необоснованным, подтверждающим, чему служит неудачная попытка обнаружить пик Неймана, с одной стороны, и успешное применение модели «головной части детонации» — с другой. Последняя модель оказалась особенно удачной при предсказании конечного импульса, ширины зон реакции и явлений, связанных с профилированными зарядами. Она основана на предположении, что профиль давления во фронте детонационной волны имеет, по-видимому, плоскую форму, соответствующую снижению давления по экспоненциальному закону. В то время как модель головной части детонационной волны не согласуется с фундаментальными предположениями, на которых базируется модель

Тейлора, она тем не менее находится в соответствии с наблюдаемыми в реакционной зоне высокими значениями электрической проводимости и теплопроводности. При этом имеет место выполаживание профилей зависимостей $p(x)$, $\rho(x)$ и $u(x)$ во фронте волны.

Модель головной части детонационной волны применима главным образом к цилиндрическим зарядам. В случае открытых с торца, но полностью заключенных в оболочку с боковой поверхности цилиндрических зарядов, она предполагает, что зависимость $u(x)$ является отрицательной при $x \leqslant 5/8$ и положительной в постоянной W при $x \geqslant 5/8$. Для сферических зарядов условия будут отличными, так как в этом случае детонационная волна имеет эффективную сплошную оболочку и отрицательное значение $u(x)$ является маловероятным, если детонационная волна не считается пульсирующей — чего на самом деле не бывает. Другими словами, при инициировании из центра сферические детонационные волны распространяются при наличии сравнительно прочной оболочки. Наружная часть фронта толщиной около 0,15 R является, очевидно, зоной постоянного давления.

При идеальной (в условиях прочной оболочки) детонации цилиндрических зарядов эти параметры за внешней частью фронта с постоянным давлением не подобны параметрам детонации в цилиндрических зарядах с открытым торцом, где значения $u(x)$ являются сильно отрицательными во всех сечениях сферической поверхности, обозначающей конец головной части детонационной волны. Поверхность x' может быть определена из уравнения

$$E_T = \frac{4}{3}\pi R^3 \left[\int_0^{x'} \rho\left(Q_T + \frac{u^2}{2}\right) x^2 dx + \int_{x'}^{1} \rho_2 \left(Q_T + \frac{W^2}{2}\right) x^2 dx\right].$$

Применяем

$$\rho_1 Q_T = p_3 = 3\frac{E_T}{4\pi R^3} = \bar{p}' x'^3 + p_2 (1 - x'^3), \tag{4.1}$$

где

$$Q_T = \int_0^T C_v dT$$

и

$$p_2 = \rho\left(Q_T + \frac{u^2}{2}\right). \tag{4.2}$$

В уравнении (4.1) использован показатель энергетической плотности, рассматриваемый в следующем разделе. Последний член в правой части этого уравнения относится к головной части детонационной волны, а первый — к внутренней части сферы радиусом $x'R$. Для определения x' в случае взрыва, инициируемого из центра сферического заряда из состава В, использованы значения D, W, ρ_1, ρ_2, p_2, p_3 и Q_T,

которые составляли соответственно 7,8 км/с, 1,74 км/с, 1,72 г/см³, 2,19 г/см³, $23\cdot10^9$ Па, $107\cdot10^8$ Па и 2,25 кДж/г. В этом случае

$$\left(2{,}15-\frac{\overline{p'}}{p_3}\right)x'^3=1{,}15,$$

что дает $x'=0{,}85$ и $\frac{p'}{p_3}=0{,}3$ для автосовместимости. Это означает, что превышение энергии над адиабатическим значением $\frac{4\pi R^3 p_3(1-x'^3)}{3}$ в головной части детонационной волны соответствует недостатку ее $\left(\frac{4\pi R^3 p_3 x'^3}{3}\right)$ внутри сферы радиусом $x'R$. Другими словами, головная часть детонационной волны с плоским профилем давления заключает в себя сферический слой, ограниченный на фронте сферической поверхностью радиусом $0{,}85\,R$. В этой области содержится около 46,5% всей массы детонирующей части ВВ и поэтому средняя плотность во внутренней сфере радиусом $x'R$ составляет $0{,}78\,\rho_1$ или около 1,33 г/см³. Таким образом, средняя температура T в этой зоне должна падать приблизительно до $0{,}75\,T_3$. Основываясь на уравнении $pV=nRT/(V-\alpha)$ и общей зависимости $\alpha(V)$, можно, таким образом, вычислить, что $\overline{p'}=4\cdot10^9$ Па по сравнению со значением $32\cdot10^8$ Па, рассчитанным из требования совместимости. Следовательно, давление должно резко падать за головной частью детонационной волны.

4.2. ПАРАМЕТРЫ ВЗРЫВНОЙ ВОЛНЫ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

Теперь, когда энергетическая поддержка химической реакции, необходимая для существования зоны равномерного высокого давления в головной части детонационной волны, внезапно прекращается (при $R=R_0$), когда наступает конец химической реакции, головная часть детонационной волны быстро расширяется. При достижении свободной поверхности фронт головной части детонационной волны внезапно приобретает скорость V_f, которая в соответствии с теорией Горансона определяется как

$$V_f=2\,(\rho V)_t u_0/[(\rho V)_i+(\rho V)_t], \qquad (4.3$$

где $(\rho V)_i$ — импеданс среды, из которой выходит волна и $(\rho V)_t$ — импеданс среды, в которую переходит волна. Для открытого заряда бризантного ВВ, взрываемого в воздухе при обычных условиях, $(\rho V)_i \gg (\rho V)_t$. Массовая скорость реальной ударной волны составляет приблизительно 7 $(2W/6)$, так как $\frac{u}{V}={}^6/_7$. Этот результат следует сравнить с наблюдаемым значением скорости, превышающим $4\,W$ (доходящим до $10\,W$ при очень высоком давлении) для начальной (обычно ярко светящейся) волны. Таким образом, теория Горансона не применима для расчета параметров начальной внешней волны на свободной поверхности. Теория Горансона может быть использована при расчете

характеристик истинной ударной волны, генерируемой на свободной поверхности через весьма тонкую инертную преграду, достаточную для экранирования плазменных явлений. Объяснить это положение можно следующим образом.

Бауэр, Кук и Роджерс [3] изучали ударные волны, генерируемые цилиндрическими зарядами состава В диаметром от 5 до 10 см, передаваемые через алюминиевые пластинки. Толщина пластинок не должна была существенно ослаблять ударную волну и полностью исключить образование плазменной волны. Она определялась экспериментально методом аквариума. Исследователи наблюдали в этих условиях ударную волну со скоростью 4,4 км/с, что находится в соответствии с теорией Горансона. Расчет по уравнению (4.3) дает значение $V_f=4{,}1$ км/с. Без использования тонкой алюминиевой пластинки наблюдаемая скорость (плазмы) была примерно в 2 раза выше. Ярко светящаяся, имеющая большую скорость волна (внешняя генерируемая детонацией плазма) от заряда из состава В не является истинной ударной волной, а представляет собой скорее относительно разреженный ионизированный газ, также испускаемый со свободной поверхности. В действительности часть конечной реакционной зоны, очевидно, движется вперед с высокой скоростью за счет рекомбинации ионов и электронов.

Спектроскопическое исследование, выполненное Бартоном [2] с использованием трассера из индия, показало, что материалы с поверхности заряда присутствуют в самом фронте плазмы. Эта внешняя генерируемая детонацией плазма может быть эффективно экранирована слоями металла, воды или других инертных материалов очень малой толщины, например около 1 см для удлиненного заряда из состава В диаметром 5 см.

В основном случаи числового интегрирования гидродинамических уравнений движения были скорее основаны на наблюдаемой скорости этого первоначального возмущения как основного параметра, чем на действительной скорости распространения ударной волны в воздухе (обычно замаскированной). Таким образом, расчеты методов числового интегрирования должны быть повторены с использованием значений истинной скорости ударной волны, определенной при условиях, в которых внешняя, генерируемая детонацией плазма, будет экранирована. Результирующий контур зависимости $p(x)$ в ближайшей зоне будет, очевидно, значительно отличаться от контура, рассчитанного с использованием скорости плазмы взамен требуемой начальной скорости ударной волны. Результаты, полученные на удалении от заряда, не будут подвержены воздействию плазмы, потому что она быстро исчезает, в то время как мы все еще имеем дело с «сильными ударными волнами».

Рассмотрим модель простейшей «прямоугольной волны» (головной части сферической детонационной волны). Так как тыльная поверхность головной части детонационной волны движется со скоростью около 0,85 D в интервале времени $0{,}15R_0/0{,}85D$ после достижения расстояния R_0 головная часть детонационной волны будет пересекаться ослабляющей волной, и контактная поверхность между воздухом и действительными продуктами детонации должна тогда быть на расстоянии

$2W0{,}15R_0/0{,}85D$ от ее начального положения, т. е. приблизительно на расстоянии $1{,}09R_0$. Тогда средняя плотность в головной части детонационной волны будет падать примерно до значения $0{,}76\rho_1$, которое близко к значению $\bar{\rho}$ в области за детонационной волной в приведенной модели прямоугольной волны. За время, в течение которого фронт взрывной волны расширится до расстояния $1{,}5R_0$, волны разрежения должны, таким образом, иметь время для того, чтобы пересечь эту зону несколько раз. Таким образом, первоначальная головная часть детонационной волны с плоским профилем давления полностью изменится за относительно короткое время прохождения взрывной волной расстояния, скажем, до $1{,}5R_0$, и газовый пузырь станет действительно однородным по плотности. Действительно, за время в 5—10 раз большее значения $0{,}15R_0/0{,}85D$, профиль зависимости $u(x)$, по-видимому, будут стабилизироваться в форму, соответствующую профилю, получаемому из теории Тейлора — Неймана, т. е. в $u(x)=ux$.

4.2.1. Характеристика взрывной волны с учетом представлений модели взрывающейся Вселенной

При рассмотрении взрывной волны за базис отсчета примем время достижения волной поверхности заряда, т. е. $t=0$ при R_0. Тогда для всех значений времени, больших R_0/D, когда $R=1{,}5R_0$, можно предположить, что профиль $u(x)$ будет соответствовать таковому для модели взрывающейся Вселенной, а именно

$$u(x)=2Wx. \quad (4.4)$$

Так как $\rho(x,t')$ будет становиться постоянной, можно также ожидать, что $\rho(x,t')$ будет постоянной и при всех больших значениях времени. Следовательно, можно предположить, что условие

$$\rho(x,t)=\bar{\rho}(t) \quad (4.5)$$

будет применимо для достаточно больших значений R/R_0 (например, для значений, больших 1,5).

При распространении в окружающий воздух давление сжатого воздуха во фронте контактной поверхности (т. е. поверхности между продуктами детонации и воздухом) было бы около $p_s=\rho_a(2W)^2\,{}^7/_6$, или около 14 000 МПа для состава В. Общий объем сжатого воздуха при $R_0=1{,}5$ тогда будет составлять около 2% объема начального заряда и, таким образом, будет заключен в тонком слое толщиной около $0{,}003R_0$, так что в этой ранней стадии $\frac{M_a}{M}\ll 1$. При отношении $\frac{R}{R_0}\leqslant$ $\leqslant 1{,}5$ общая энергия, заключенная в зоне сжатого воздуха, будет также незначительной по отношению к энергии продуктов детонации. Масса воздуха M_a, заключенного между фронтом воздушной ударной волны и продуктами детонации, и энергия сжатия $(p_s-p_a)(V_a-V_s)\frac{M_a}{2}$

становятся относительно ощутимыми в эффективной взрывной волне, т. е. продуктах детонации, только после расширения последних на расстояние, большее $2R_0$. Поэтому даже при расширении в атмосфере начальные условия в газовом облаке должны быть примерно теми же самыми, как и в случае расширения в вакууме при $R<2R_0$.

Линейный профиль зависимостей $u(x)$ и $\bar{\rho}(t)$ почти соответствует точному интегрированию уравнений движения после того как ударные и ослабляющие волны сглаживаются. Пока эти соответствия с Броудом не имеют подтверждения, так как любой другой тип профиля имел бы тенденцию к распространению ударных волн и волн разрежения до тех пор, пока давление остается ограниченным. Профиль $u(x)$ может оказаться «замороженным» при $\frac{R}{R_0}\gg 1$ в сильном вакууме. Что касается изменения в линейном отношении $u(x)$, положение остается тем же самым, если $u_{cs}(t=0)$ будет взято таким, чтобы получить скорость (v_f), предсказываемую теорией Горансона вместо намного более высокой скорости плазмы. Существенное различие заключается в том, что для расстояния $R>R_0$ не имеет места резкое уменьшение в профиле $\rho(x)$, а скорее, в профиле $\rho(x, t)$, что заставляет быть эффективной одну только зависимость $\rho(t)$, т. е. зависимость, в которой плотность в любой определенный момент времени почти постоянна по всей сфере в пределах контактной поверхности.

Уравнение для кинетической энергии (движущаяся масса, общая энергия $\left.\frac{KE}{E_T}\right)$ для случая расширения в вакууме имеет простое решение в рамках модели взрывающейся Вселенной, в которой предполагают $u=u_0x$ и $\rho(t')=\text{const}$.
Тогда

$$M=\int_0^{R_{cs}} 4\pi\rho r^2 dr=\frac{4}{3}\pi R^3\rho \tag{4.6}$$

и для кинетической энергии

$$KE=\int_0^{R_{cs}} 4\pi\rho u^2/2r^2 dr=0{,}4Mu_0^2. \tag{4.7}$$

Можно предсказать величину отношения кинетической энергии к общей энергии решением уравнения (4.1) [для $\left(\frac{\partial}{\partial v}\right)_T=0$ совместно с уравнением состояния, содержащим $\alpha(v)$], т. е.

$$pv+\frac{u^2}{2}=Q_T=Q(\bar{\rho}, T)+q(\bar{\rho}, T_0), \tag{4.8}$$

где Q_T, $Q(\bar{\rho}, T)$ и $q(\bar{\rho}, T_0)$ определяются уравнениями:

$$Q_T=\int_0^T C_v dT=\bar{C}_v T, \tag{4.9}$$

$$Q=\int_{300}^{T} C_v dT=\bar{C}_v (T-300); \tag{4.10}$$

$$q=\int_{300}^{T_f} C_v dT=\bar{C}_v (T_f-300). \tag{4.11}$$

Сумму значений $pv+\frac{u^2}{2}$ можно считать либо как постоянную в «замороженном» составе продуктов, либо как переменную в соответствии с теми значениями, которые определяются термодинамически для изменяющегося равновесного состава продуктов при уменьшении $\bar{\rho}(t)$. Здесь мы сделали последнее допущение. В табл. 4.1 приведены термодинамические данные, использованные при выполнении этих исследований с зарядами из состава В и рассчитанные на основе меняющегося равновесного состава продуктов при расширении в вакууме.

Обозначая отношение кинетической энергии к общей энергии как β, можно получить из уравнения (4.7) следующее соотношение:

$$\beta=0{,}6u_{cs}^2/2E_\Gamma. \tag{4.12}$$

Расчет можно начать от «состояния ВВ», для которого $\beta=0$, давление p_3 и плотность ρ_1. Когда газы расширяются из этого состояния взрыва в вакууме, β увеличивается от нуля до 0,85 для равновесного распределения за время расширения до достижения расстояния $4R_0$ в соответствии с уравнением (4.12) и табл. 4.1.

Для расширения в определенной среде можно предположить, что Q_T соответствует

$$Q_T=Q'_T-\frac{\frac{1}{2}M_a(p_s+p_a)(v_a-v_s)}{M}=Q'_T-\frac{M_a u_{cs}^2}{2M}, \tag{4.13}$$

где $Q_T=Q_T(t)$ — общая энергия во время $t=t(R)$; Q'_T — теплота взрыва при расширении в вакууме с изменяющимся состоянием равновесия продуктов детонации; M — начальная масса ВВ; p_s — давление во фронте ударной волны, определяемое уравнением

$$p_s=\rho_a v_s u_{cs}(t), \tag{4.14}$$

и V_s — скорость воздушной ударной волны, создаваемой сжатием воздуха на фронте контактной поверхности. Справедливость уравнения (4.14) базируется на том факте, что пока $\bar{p}>p_a$, среда просто накапливается на фронте контактной поверхности при давлении, ограниченном

Термодинамические данные для состава В

Показатели	Плотность, г/см³							
	2,21	1,70	1,36	1,00	0,50	0,26	0,026	0,0026
Q, кДж/г	4,77	4,77	4,77	4,62	3,87	3,78	3,74	3,53
Q_T, кДж/г	5,17	5,17	5,17	4,998	4,24	4,16	4,12	3,91
C_v, Дж/г·К	1,39	1,4	1,34	1,3	1,22	1,26	1,34	1,26
T, $1\cdot10^{-3}$ К	4,80	3,90	3,84	3,80	3,70	3,32	3,29	3,12
Состав продуктов взрыва (моль/кг):								
H_2	0,01	0,15	0,44	3,69	8,03	8,33	8,35	8,34
N_2	10,60	10,34	10,30	10,20	10,60	10,66	10,67	10,66
CO_2	5,90	5,49	6,44	1,90	0,99	1,06	1,11	1,11
CO	8,00	9,71	9,75	17,41	19,83	19,79	19,75	19,75
H_2O	0,10	0,99	2,26	4,57	4,63	4,54	4,44	4,90
NH_3	0,20	0,68	0,75	0,97	0,14	0,03	—	—
CH_4	0,60	1,30	3,19	1,03	0,02	—	—	—
CH_3OH	5,90	3,89	1,36	0,59	—	—	—	—
CH_2O_2	0,90	0,47	0,13	0,05	—	—	—	—
OH	—	—	—	0,02	0,06	0,05	0,10	0,02
NO	—	—	—	—	0,01	0,01	0,01	0,03
O	—	—	—	0,02	0,13	—	0,37	0,62
H	—	—	—	—	—	—	—	0,07

величиной массовой скорости и соответствующей скоростью ударной волны. Для расчета q можно использовать грубое (верхний предел) приближение

$$q \doteq Q\,(T_1 - 300)\,(\overline{T} - 300),$$

которое составлено с использованием для всего интервала температур от 0 до $\overline{T}$ тех же самых значений $\overline{C}_v$, что и для интервала от 300 К до $\overline{T}$.

Средняя температура $\overline{T}$ и средняя плотность $\overline{\rho}(t)$ газов в пределах контактной поверхности с радиусом R_{cs}, масса среды, сжатой и ударной волны впереди контактной поверхности и позади действительного фронта воздушной ударной волны, радиус фронта ударной волны R, объем этой сжатой среды в течение времени создания взрывной волны до тех пор, пока последняя не отойдет от контактной поверхности, и значения V_s могут быть рассчитаны из следующих соотношений:

$$\overline{T} = \left(Q'_T + \frac{M_a u_{cs}^2}{2M}\right) \Big/ \overline{C}_v; \tag{4.16}$$

$$\overline{\rho} = \frac{3M}{4\pi R^3}; \tag{4.17}$$

$$M_a(R) = \frac{4\pi\,(R^3 - R_0^3)\,\rho_a}{3}; \tag{4.18}$$

$$v_s = \frac{n_s R T_s}{p_s}. \tag{4.19}$$

Значения T_s и p_s могут быть взяты из работ [18, 23] для соответствующих значений u_{cs}, рассчитанных по уравнению

$$u_{cs}=(2\beta Q_7/0{,}6)^{1/2}. \quad (4.20)$$

Следует подчеркнуть, что эта модель применима только для стадий формирования взрывной волны, в которых ударная волна все еще получает поддержку со стороны расширяющихся продуктов детонации у контактной поверхности. Когда взрывная волна начинает отходить от этой поверхности, тогда для описания характера ее движения следует использовать методы, предложенные Броудом.

4.2.2. Взрывные волны в вакууме

Движения свободной взрывной волны при расширении продуктов детонации в вакууме описываются уравнениями (4.4) — (4.20) при $M_a=0$ и $R=R_{cs}$. Кривая $R(t)$, рассчитанная для этого случая, является ошибочной, если предположить, что $u_{cs}(t=0)=0$. Однако результаты, полученные для взрывов сфер, не включающих детонационные процессы, следует также применять для процессов детонации при расстояниях $R>2R_0$. Различия в параметрах взрывной волны, образующейся при детонационных процессах, с одной стороны, и при адиабатических взрывах — с другой, наблюдаются только в области $R_0<R<2R_0$, как это рассматривалось выше. В случае детонационного процесса справедливо равенство $u_{cs}(R)=2W=\text{const}$ в этой области. В случае взрыва $u(R)$ увеличивается от нуля при $R=R_0$ до почти того же самого значения, как при детонационном процессе при $R<2R_0$. Значение u_{cs}, полученное из уравнения (4.20) при $Q_T'=Q_T$ и предельном значении β, находится в достаточно хорошем соответствии со значением $2W$ при $R=2R_0$. Для случая расширения в вакууме произведение nT может заметно уменьшаться только потому, что продукты детонации имеют тенденцию к диссоциации на такие эндотермические атомы, как C, H, N и O и даже соответствующие ионы, но только в случае низких значений плотности газового облака. Плотности, при которых это может происходить, намного ниже плотности в атмосфере. Они представляют интерес при исследовании в глубоком космосе. Таким образом, в случае взрывов над атмосферой имеется определенная необходимость в знании зависимостей $u_{cs}(R)$, $T(R)$ и подобных соотношений при $R\gg R_0$.

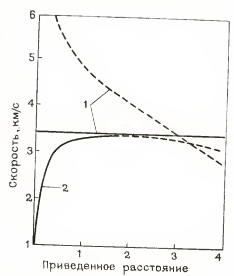


Рис. 4.1. Зависимость теоретической массовой скорости от приведенного расстояния для детонации (*1*) и «взрыва» (*2*); сплошные линии — в вакууме; пунктирные — в воздухе

Наименьшая плотность, которую рассматривали при выполнении расчетов (табл. 4.1), составляла $\bar{\rho}=0{,}0026$ г/см³ и соответствовала $R=4R_0$, что все же было больше плотности атмосферы. При плотности менее 10^{-6} г/см³ следует ожидать заметной диссоциации. Однако «замораживание» состава продуктов может происходить задолго до того, как это условие будет достигнуто благодаря большой длине свободного пробега. На рис. 4.1 приведена зависимость давления от отношения R/R_0, изменяющегося от 0 до 4, для случаев расширения как в вакууме, так и в воздухе при температуре 300 К и давлении $1\cdot10^5$ Па и для случая как детонационных процессов, так и адиабатических взрывов. Для сравнения приведены также результаты, взятые из кривых Броуда при $\varepsilon=1240$ (см. уравнение (4.26) для определения значений ε по Броуду).

4.2.3. Взрывающиеся звезды

Представляют определенный интерес взрывающиеся звезды и гипотетическая взрывающаяся Вселенная, которые дают общераспространенное популярное теоретическое объяснение «расширяющейся Вселенной». В случае взрывающихся звезд общая энергия E_T включает гравитационный потенциал $\varphi=-f'GM^2/R$, где f' — коэффициент, основанный на распределении плотности, а также факторах формы; G—гравитационная постоянная ($6{,}67\cdot10^{-11}$ м³ кг⁻¹ с⁻²). Для однородной сферы $f'=0{,}6$, но он иногда бывает больше для всех массивных тел вследствие градиента плотности, налагаемого гравитацией. Например, для Земли $f'=0{,}68$. Взрывающиеся звезды связаны ядерными реакциями, удельной энергией $c^2\Delta M/M$. Общая энергия E_T расширяющегося газового облака большой массы может быть определена по уравнению

$$E_T=MQ_T=\Delta Mc^2-f'GM'^2(R-R_0)/RR_0, \tag{4.21}$$

где Q_T — (эффективная) теплота взрыва;

$$Q_T=\frac{\Delta M}{M}c^2-\frac{f'GM'}{R_0}\,\frac{R-R_0}{R}\,\frac{M'}{M} \tag{4.22}$$

и $\Delta M/M$ — «дефект массы» ядерной реакции, причем M' представляет собой массу, *остающуюся после ядерной реакции*. Уравнение (4.22) вводит некоторые ограничения относительно природы небесных взрывов. Например Q_T становится равной нулю, и расширение при взрыве прекращается, если

$$\Delta Mc^2=\frac{f'GM'^2}{R_0}\left(1-\frac{R_0}{R}\right). \tag{4.23}$$

Так как $R=\left(\frac{3M}{4\pi\bar{\rho}_1}\right)^{1/3}$, то можно записать

$$\Delta Mc^2=\frac{f'GM'^2(4\pi\bar{\rho}_1)^{1/3}}{(3M)^{1/3}}\left(1-\frac{R_0}{R}\right). \tag{4.24}$$

Предположив, что верхний предел дефекта массы $\Delta M/M=0{,}01$ и средняя плотность будет 1 г/см³, в соответствии с уравнением (4.23) по-

лучим для максимальной массы взрывающейся звезды, для которой $\frac{R_0}{R} \ll 1$, значение около $3 \cdot 10^{39}$ г или приблизительно 10^6 солнечной массы. Так как масса Вселенной, вероятно, составляет 10^{22} солнечной массы, ее рождение в ядерном взрыве выглядит сомнительным, потому что науке не известны реакции, для которых $\frac{\Delta M}{M} > 0{,}01$. Например, для взрыва Вселенной массой $M' = 10^{55}$ г M (при условии, что $R \gg R_0$), необходимо, чтобы $\Delta M/M = 1$ и $M' \ll M$. Такие ядерные реакции не известны. При $\Delta M/M = 0{,}01$ и $M' = 0{,}99\,M$ полная масса не может превысить 10^{42} г, даже если R_{max}/R_0 будет превышать 1,01, т. е. максимальное расширение будет происходить только на 1%.

Для иллюстрации величины гравитационной энергии небесных тел предположим, что масса ВВ равна $6 \cdot 10^{27}$ г (масса Земли) и теплота взрыва составляет $4 \cdot 10^3$ Дж/г (что примерно соответствует тротилу). Тогда $\frac{\Delta R_{max}}{R} 4 \cdot 10^{10}/0{,}68 \cdot 6{,}67 \cdot 10^{-8} \frac{(4\pi\rho_1)^{1/3}}{3} \times (6 \cdot 10^{27})^{2/3} = 0{,}05$.

Такое ВВ имеет достаточно энергии, чтобы произвести расширение против гравитационного потенциала только на 5%. Следовало бы взять во много раз большую энергию, с тем чтобы удвоить радиус этой массы. Кроме того, можно предположить, что каждая система состоит из атомов относительной атомной массой A (общая релятивистская энергия AC^2/N_0 на частицу). Тогда отрицательная величина ее гравитационной энергии на частицу $\bar{\varepsilon}$ определяется выражением

$$\bar{\varepsilon} = 1{,}5 \cdot 10^{-31} A \rho_1^{1/3} M^{2/3}. \quad (4.25)$$

Зависимость энергии от величины $M(\rho A^3)^{1/}$ дает графическое представление о величине энергий гравитации по сравнению с другими энергиями связи в системах различных размеров (рис. 4.2). Достаточно интересно то, что значения (собственно) гравитационной энергии на частицу превышают средние значения энергии химической связи во всех небесных телах с массой, большей массы Луны. Для Земли атомы в основном находятся под (собственно) гравитационным потенциалом, превышающим в несколько раз средние значения энергии химических связей.

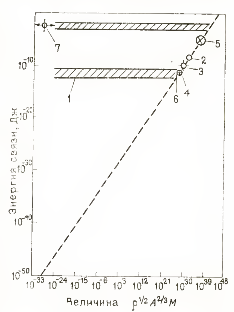


Рис. 4.2. Зависимость энергии связи для твердых и газообразных веществ от величины $\rho^{\frac{1}{2}} {}^{\frac{2}{3}} M$:

1 — химическая или вторичная энергия связи (минимальное значение); *2* — Солнце; *3* — Юпитер; *4* — Земля; *5* — самая большая из способных к взрыву звезд; *6* — Луна; *7* — общая гравитационная энергия Вселенной

4.2.4. Взрывные волны в воздухе в ближайшей зоне

В качестве иллюстрации применения модели взрывающейся Вселенной к изучению процесса образования взрывной волны рассмотрим результаты расчетов параметров взрывной волны на расстоянии четырех диаметров заряда при взрыве инициируемого из центра сферического заряда из состава В массой 39,7 кг и плотностью 1,7 г/см^3. (Это положение было выбрано как одно из представляющих практический интерес). Для этого уравнения (4.9)—(4.20) были решены при интервале времени 20 мкс и результаты приведены в табл. 4.2. Значения $p(4R_0)$, $\bar{\rho}$ и u_{cs} представлены на рис. 4.3 и 4.4 в виде зависимости от времени, измеряемой с того момента, когда фронт волны достигнет значения $4R_0$. Для сравнения приведены результаты, полученные из кривых, представленных Броудом, чьи данные были основаны на средневзвешенном радиусе ε, задаваемом уравнением

$$\varepsilon=\left[\frac{E_T}{p_0}-\frac{4\pi R^3}{3}(\gamma-1)\right]^{1/3}, \tag{4.26}$$

где $\varepsilon=1240$ см считается постоянной в интервале времени до 400 мкс, так как последний член в уравнении остается малым по сравнению с отношением E_T/p_0 в этом интервале. В качестве эталонного времени ($t=0$) здесь используется момент, когда фронт волны достигнет расстояния $R=4R_0$. Имеется довольно существенное различие между результатами, рассчитанными с использованием модели взрывающейся Вселенной, и результатами Броуда (которые сами были получены на основе модели взрывающейся Вселенной) в интервале рассматриваемого здесь времени. Теория Броуда, очевидно, предназначена для применения при более низких давлениях и большом расстоянии, т.е. скорее, после образования взрывной волны, а не в течение периода его образования. Различия между результатами этих двух отдельных подходов являются настолько существенными, что противоречие может быть разрешено лишь путем экспериментальных измерений, например, методом аквариума (см. раздел 5). Модель взрывающейся Вселенной предсказывает, что давление на расстоянии $4R_0$ резко возрастает от $1\cdot10^5$ до $15\cdot10^6$ Па по сравнению со $146\cdot10^5$ Па в соответствии с результатами Броуда. Несмотря на это хорошее соответствие, серьезные расхождения проявляются спустя всего 8—15 мкс. Броуд предсказывает внезапное падение давления приблизительно до $8\cdot10^5$ Па спустя 15 мкс после первоначального повышения давления, в то время как в соответствии с моделью взрывающейся Вселенной ожидается внезапное повышение давления до $29{,}8\cdot10^5$ Па спустя 8,1 мкс после начального увеличения давления. Другими словами, на этой стадии воздушная ударная волна все еще в значительной степени поддерживается газовым облаком. Кроме того, в интервале времени между появлением этих резких различий и времени около 300 мкс большое различие в результатах сохраняется. Рассчитанные давления вновь совпадают после 300 мкс,

ТАБЛИЦА 4.2

Параметры взрывиой волны и давление для взрыва сферического заряда из состава В массой 39,7 кг и плотиостью 1,7 г/см³

R_{cs}, см	t, мкс	$\bar{\rho}$, г/см³	$\bar{T}$, $1\cdot10^{-3}$ К	Q_T, кДж/г	βQ_T, кДж/г	u_{cs}, км/с	p_s, $1\cdot10^5$ Па	T_s, $1\cdot10^{-3}$ К	R_f, см	M_a, кг	p (71 см), $1\cdot10^5$ Па
68,30	0	0,0300	3,10	3,948	2,646	3,26	15,9	4,6	71,00	1,84	15,9
71,00	8,1	0,0263	3,08	3,805	2,579	3,24	15,1	4,5	73,48	2,12	29,8
74,99	20	0,0225	3,06	3,759	2,545	3,22	14,9	4,4	77,48	2,49	25,2
81,67	40	0,0179	3,00	3,679	2,495	3,18	14,6	4,4	84,16	3,20	19,1
88,31	60	0,0141	2,90	3,549	2,402	3,12	14,1	4,3	91,09	4,06	14,6
94,91	80	0,0111	2,81	3,419	2,318	3,07	13,6	4,2	98,01	5,07	11,4
101,49	100	0,0091	2,72	3,293	2,23	3,01	13,1	4,1	104,90	6,23	9,02
108,05	120	0,0075	2,63	3,163	2,142	2,95	12,6	4,1	111,80	7,55	7,22
114,59	140	0,0063	2,53	3,028	2,054	2,89	12,1	4,0	118,70	9,04	5,83
121,11	160	0,0053	2,43	2,894	1,961	2,82	11,6	3,9	125,60	10,70	4,74
127,63	180	0,0046	2,34	2,764	1,873	2,76	11,1	3,8	132,50	12,60	3,9
134,15	200	0,0039	2,22	2,612	1,768	2,68	10,5	3,7	139,50	14,70	3,19
139,51	220	0,0035	2,13	2,482	1,68	2,61	9,98	3,5	145,50	16,60	2,72
144,73	240	0,0031	2,06	2,386	1,617	2,56	9,6	3,4	151,00	18,60	2,35
149,85	260	0,0028	1,95	2,255	1,529	2,49	9,08	3,3	156,50	20,70	2,01
154,83	280	0,0026	1,90	2,180	1,478	2,45	8,57	3,2	161,90	22,90	1,77
158,83	300	0,0024	1,80	2,058	1,394	2,38	8,27	3,1	166,30	24,90	1,56
163,59	320	0,0022	1,77	2,003	1,357	2,35	8,12	3,1	171,30	27,20	1,4
168,29	340	0,0020	1,67	1,882	1,277	2,28	7,64	3,0	176,40	29,70	1,21
172,85	360	0,0018	1,63	1,827	1,239	2,24	7,4	2,9	181,60	32,40	1,09
177,33	380	0,0017	1,54	1,743	1,18	2,18	6,97	2,8	186,20	34,90	0,96
181,67	400	0,0016	1,51	1,68	1,142	2,15	6,81	2,7	190,80	37,60	0,87

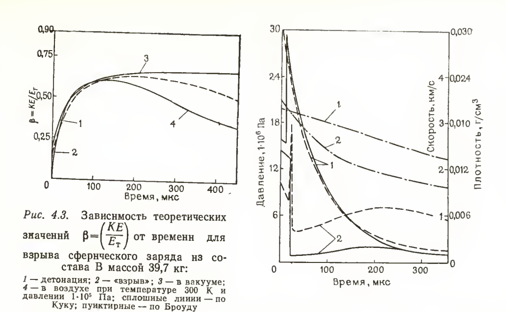


Рис. 4.3. Зависимость теоретических значений $\beta = \left(\frac{KE}{E_т}\right)$ от времени для взрыва сферического заряда из состава В массой 39,7 кг:

1 — детонация; *2* — «взрыв»; *3* — в вакууме; *4* — в воздухе при температуре 300 К и давлении $1 \cdot 10^5$ Па; сплошные линии — по Куку; пунктирные — по Броуду

Рис. 4.4. Сравнительные зависимости расчетных значений давления (сплошные линии), плотности (пунктирные) и скорости (штрихпунктирные) от времени:

1 — по Куку; *2* — по Броуду

хотя заметное расхождение в значениях плотностей, рассчитанных для расстояния $4R_0$, сохраняется даже после 300 мкс (табл. 4.2).

Разница между этими методами может быть отнесена за счет граничных условий, выбираемых в различных моделях, т. е. в кривых $u_{cs}(t)$ (см. рис. 4.1).

В то время как существуют существенные различия в значениях $p(4R_0, t)$, $\overline{\rho}(t)$ и $u_{cs}(t)$, рассчитанных Броудом и на основании модели взрывающейся Вселенной, отношения кинетической энергии к общей энергии или β, полученные этими двумя методами, находятся в хорошем соответствии, как следует из рис. 4.3. Это подчеркивает, что различия связаны только с противоречиями в предполагаемых зависимостях $u_{cs}(t)$ и $\rho(t)$, потому что в обоих методах используется линейная зависимость $u(x)$. Главный фактор, ответственный за различие в значениях β при длительных интервалах времени, т. е. за различие между кинетической энергией, рассчитанной по модели взрывающейся Вселенной и по модели Броуда, заключается в основном в предположении, что при расширении происходит сдвиг термохимического равновесия. Причем результаты, полученные Броудом, были основаны на эффективно «замороженном» составе продуктов детонации.

4.2.5. Листовые взрывчатые вещества

Модель взрывающейся Вселенной в узкой области может быть применена для расчета количества движения и кинетической энергии, передаваемых нагрузке, например металлическим пластинам, при раз-

личной форме заряда. Предположим, что покрывающая заряд пластина движется вдоль оси x в сторону отрицательных значений. Продукты детонации, находящиеся в зоне «застоя» $(x=0)$, также движутся в направлении отрицательных значений x, а продукты детонации, находящиеся на противоположной стороне этой плоскости застоя, движутся в направлении положительных значений x. Для определения момента количества движения и кинетической энергии движущейся массы продуктов детонации в виде массовой скорости u' на фронте газового облака можно использовать соотношения (4.4) и (4.5). Другими словами, предположим, что зависимость $u(x)$ является линейной, а зависимость $\rho(x)$ — постоянной для функции распределения, описывающей состояние продуктов детонации в любой определенный момент времени, т. е. плотность газов, находящихся между пластиной и фронтом расширяющихся газов, предполагается постоянной в любой момент после расширения газового облака на ширину заряда. Тогда массовая скорость, как полагают, изменяется линейно от u_{cs} или V_f на свободной поверхности до V_p у поверхности пластины. Для момента количества движения в любой момент времени получим

$$\int_0^\tau \rho u dx = \tau\rho u'^2 \int_0^1 \frac{x}{\tau}\, d\left(\frac{x}{\tau}\right) = M \pm \frac{u'}{2}, \tag{4.27}$$

где $\tau(t)$ — толщина газового облака между плоскостью застоя и его фронтом; M — масса газа в этой области; u' — массовая скорость во фронте расширения.

Подобным образом для кинетической энергии получим

$$\int_0^\tau \frac{\rho u^2}{2}\, dx = \frac{\tau\rho u'^2}{2} \int_0^1 \left(\frac{x}{\tau}\right)^2 d\left(\frac{x}{\tau}\right) = M \pm \frac{u'^2}{6}. \tag{4.28}$$

Тогда в соответствии с законом сохранения момента количества движения можно записать

$$M_p V_p + M_- \frac{V_p}{2} = M_+ V_f/2. \tag{4.29}$$

И в соответствии с законом сохранения энергии

$$M_p \frac{V_p^2}{2} + M_- \frac{V_p^2}{6} + M_+ \frac{V_p}{6} = \beta E_T, \tag{4.30}$$

где M_p — масса пластины; M_+ — масса газа, расширяющегося от пластины; M_- — масса газа, следующего позади пластины; V_p — максимальная скорость движения пластины, т. е. в конце ее ускорения; V_f — массовая скорость на контакте при расширении со свободной поверхности в той стадии, когда воздушная ударная волна еще не становится ощутимой по амплитуде, но β почти достигает своего пикового значения.

Линейная зависимость $u(x)$ также позволяет определить M_+ и M_- следующим образом:

$$M_- = V_p M/V_p + V_f); \tag{4.31}$$

$$M_+ = V_f M/(V_p + V_f), \tag{4.32}$$

где M — масса ВВ. Как M_p, так и M для удобства можно брать в виде массы, приходящейся на единицу площади поверхности.

Решение уравнений (4.29) — (4.32) совместно с уравнением (4.12) для значения β позволяет рассчитать пять неизвестных (β, V_p, V_f, M_+ и M_-), принимая конечную скорость пластины V_p как первичный объект анализа.

Определение зависимости «давление — время» для пластины в течение ее ускорения является более трудной задачей, поскольку невозможно учесть условия начальных стадий расширения газового облака. Эта зависимость связана с интегрированием уравнения

$$V_p(t) = \frac{p_2}{M_p}\int_0^t \left(\frac{p}{p_2}\right)dt. \tag{4.33}$$

В соответствии с теорией головной части детонационной волны этот интеграл можно разбить на две части следующим образом:

$$V_p(t) = \frac{p_2}{M_p}\, t' + \frac{p_2}{M_p}\int_{t'}^t \left(\frac{p}{p_1}\right)dt, \tag{4.34}$$

где t' — время, необходимое для передачи *головной частью детонационной волны* общего импульса пластине. Эта передача, как считают, происходит за время, за которое волна разрежения при скорости $\frac{5D}{8}$ пройдет расстояние от свободной поверхности до пластинки:

$$t' \approx \tau_0/0{,}625D, \tag{4.35}$$

где τ_0 — начальная толщина листового ВВ.

После этого перехода момент количества движения или импульс давления будет падать до значения p_0. Если затем предположить, что оно с этого времени будет уменьшаться со временем по экспоненциальному закону, то получим

$$p_2\int_{t'}^t \left(\frac{p}{p_2}\right)dt = p_0\int_{-t'}^t e^{-a(\tau_0)t}dt = \left(\frac{p_0}{a}\right)[1 - e^{-a(t-t')}]. \tag{4.36}$$

Подставив уравнение (4.36) в (4.34), получим

$$V_p(t) = p_2 t'/M_p + \left(\frac{p_0}{aM_p}\right)\times[1 - e^{-a(t-t')}], \tag{3.37}$$

где

$$a(\tau_0) = \frac{p_0}{M_p V_{p\,(\max)}}. \tag{4.38}$$

Таким образом, $a(\tau_0)$ может быть получена из граничных условий с одним только регулируемым параметром p_0. С другой стороны, на основании теории головной части детонационной волны можно оценить величину p_0. Как указывалось выше, это давление должно соответствовать значению, находящемуся в пределах $0{,}2p_2 < p_0 < 0{,}3p_2$.

4.2.6. Плоские заряды в оболочке

Рассмотрим случай, когда между двумя параллельными пластинами помещено листовое ВВ. Если эти пластины одинаковы, то

$$\frac{2M_p V_p^2}{2} + \frac{MV_p^2}{6} = \beta E_T, \tag{4.39}$$

что дает

$$V_p = \left[\beta E_T \Big/ \left(M_p + \frac{M}{6}\right)\right]^{1/2}, \tag{4.40}$$

где V_p — предельная или максимальная скорость каждой из двух одинаковых пластин, причем скорость их во время ускорения будет обозначена $V_p(t)$.

Для неодинаковых пластин уравнения сохранения количества движения и энергии будут иметь вид:

$$M_{p1}V_{p1} + \frac{M - V_{p1}}{2} = M_{p2}V_{p2} + \frac{M + V_{p2}}{2}; \tag{4.41}$$

$$\frac{M_{p1}V_{p1}^2}{2} + \frac{M - V_{p1}^2}{6} + \frac{M_{p2}V_{p2}^2}{2} + \frac{M + V_{p1}^2}{6} = \beta E_T; \tag{4.42}$$

$$M_- = V_{p1}M/(V_{p1} + V_{p2}); \tag{4.43}$$

$$M_+ = \frac{V_{p2}M}{(V_{p1} + V_{p2})}, \tag{4.44}$$

где индексами 1 и 2 обозначены пластины соответственно 1-я и 2-я. В этом случае пятью неизвестными являются β, V_{p1}, V_{p2}, M_- и M_+. Установить их значение можно при одновременном решении уравнений (4.41)—(4.44), а также уравнения (4.12).

Зависимости $V_p(t)$ для слоевых зарядов могут быть также получены путем числового интегрирования, основанного на теоретическом рассмотрении функции β.

Результаты экспериментов со слоевыми зарядами. Юдай и Кук получили зависимости $V_p(t)$ для различных слоевых зарядов с одинаковыми пластинами, используя в качестве листовых ВВ тонкие слои нитрометана, сенсибилизированного добавкой 2,8% этилендиамина. Эти результаты могут быть использованы для оценки применимости описанной модели взрывающейся вселенной к случаю листовых ВВ. Ускорение, как было установлено, происходит примерно за 50 мкс. В течение этого времени следующие соотношения хорошо соответствуют полученным результатам:

$$S = a't^{1,25}; \tag{4.45}$$

$$I = b't^{0,25}, \tag{4.46}$$

где S — расстояние; I — импульс; a' и b' — постоянные.

ТАБЛИЦА 4.3

Результаты экспериментов Кука и Юдая [13] с листовыми зарядами ВВ, покрытыми одинаковыми пластинами

M_p, г/см²	τ_0, см	a'	b'	Скорость V_p (км/с) для времени, мкс			
				0,85		50	
				Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
2,06	0,635	0,337	1,25	0,41	0,40	1,10	1,15
4,95	0,635	0,188	1,68	0,21	0,24	0,76	0,70
8,95	0,635	0,119	1,87	0,10	0,15	0,58	0,48

В табл. 4.3 проведено сравнение экспериментальных результатов со значениями, рассчитанными по уравнению (4.40) для V_p. Уравнение (4.41) было также использовано для расчета V_p (0,85 мкс). Время передачи будет равно $t'/2$, где t' задается уравнением (4.46) для нитрометана, сенсибилизированного 2,8% этилендиамида. Причем это время будет применимо для слоевых зарядов, потому что передача количества движения происходит только из центра листа к каждой пластине, т. е. на расстояние $\tau_0/2$. Как видно, наблюдается вполне удовлетворительное соответствие между расчетными значениями и результатами эксперимента.

4.2.7. Цилиндрические заряды

В качестве другого важного приложения модели взрывающейся Вселенной для взрывных волн и взрывного нагружения в результате взрыва бризантных ВВ рассмотрим цилиндры из ВВ массой M на единицу длины по оси с нагрузкой массой M_p на единицу длины. Для газового облака общий импульс и кинетическая энергия задаются в соответствии с основными постулатами, выраженными уравнениями (4.4) и (4.5) и следующими соотношениями:

$$\int_0^R \rho u 2\pi r dr = \rho u' \pi R^2 \int_0^1 2x^2 dx = 2Mu'/3; \tag{4.47}$$

$$\int_0^R (\rho u^2/2)\, 2\pi r dr = \bar{\rho} u' \pi R^2 \int_0^1 x^3 dx = Mu'^2/4. \tag{4.48}$$

Тогда уравнение сохранения энергии будет иметь вид

$$\frac{M_p V_p^2}{2} + \frac{M V_p^2}{4} = \beta E_T$$

или

$$V_p = \frac{(2\beta E_T/M_p)^{1/2}}{\left(1 + \frac{M}{2M_p}\right)^{1/2}}. \tag{4.49}$$

То, что это уравнение является по существу правильным, видно по тому факту, что оно имеет ту же самую форму, что и эмпирическое «уравнение Генея»:

$$V_p = V_0(E_T)\left(\frac{M}{M_p}\right)^{1/2} \Big/ \left(1 + \frac{M}{2M_p}\right)^{1/2}, \tag{4.50}$$

но имеет по сравнению с ним то преимущество, что оно определяет эмпирический параметр

$$V_0(E_T) = (2\beta E_T/M)^{1/2} \tag{4.51}$$

и, таким образом, предсказывает, что V_0 действительно не является постоянной, а зависит от отношения M/M_p. Уравнение (4.49) было применено для анализа обширных экспериментальных данных по исследованию боевых частей и, как было установлено, оно обеспечивает хорошее соответствие с наблюдаемыми экспериментальными данными.

4.2.8. Сферические заряды

Уравнение количества движения для сферических зарядов, так же как и для цилиндрических и слоевых зарядов с одинаковыми пластинами, достаточно известно. Уравнения сохранения энергии вместе с уравнением (4.12) достаточно для определения неизвестных V_p и β. Уравнение для этого случая имеет вид

$$V_p = \left[\frac{\beta E_T}{(0{,}5M_p + 0{,}3M)}\right]^{1/2}. \tag{4.52}$$

4.3. ЗАВИСИМОСТЬ ДАВЛЕНИЯ В ВОЗДУШНЫХ УДАРНЫХ ВОЛНАХ ОТ РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ВОЗДУХЕ ПЛАЗМ

Для измерения давления продуктов взрыва в мегапаскалях был использован «косвенный оптический метод». Он был основан на гидродинамическом уравнении $p = \rho_1 V u$ с использованием значения скорости V и кривых Гюгонио для воздуха [33]. Брокбенк [7] получил не только дальнейшее экспериментальное доказательство того, что косвенный оптический метод дает неверные результаты, но он получил также точные данные для зависимости «давление — время» непосредственными измерениями давления, используя метод аквариума как для сферических, так и для цилиндрических зарядов из состава В.

На рис. 4.5 для аналогичных зарядов из состава В приведены снимки, полученные с помощью покадровой съемки в опытах, схема проведения которых показана на рис. 4.6. Детонационная волна в заряде с тонкой плексигласовой пластинкой на торце достигает ее торца. Где-то между кадрами № 2 и 3 детонационная волна достигает конца второго заряда. Как видно на кадрах № 3 и 4, тонкая плексигласовая пластинка отфильтровывает светящееся газовое облако, позволяя непосредственно наблюдать темные продукты детонации.

Даже несмотря на то, что закрытый плексигласовой пластинкой левый заряд детонирует раньше обнаженного правого заряда, светящееся газовое облако от обнаженного правого заряда первым ударя-

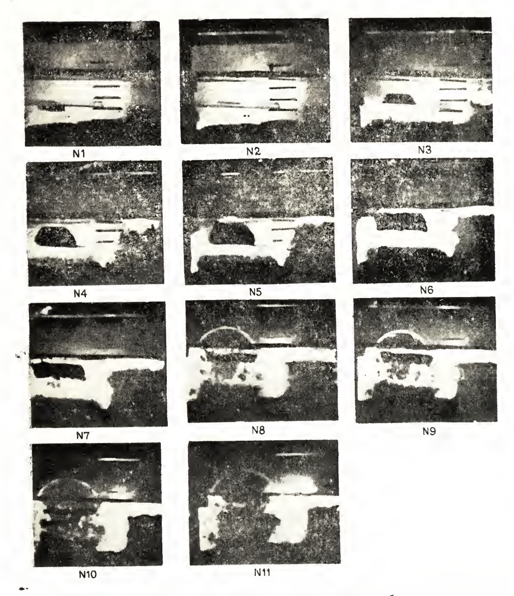


Рис. 4.5. Серия последовательных кадров светящегося газового облака, иллюстрирующих опыты с двумя цилиндрическими зарядами ВВ

ется о дно аквариума. Тем не менее ударная волна от покрытого плексигласовой пластинкой заряда в аквариуме наблюдалась явно впереди волны, образованной обнаженным зарядом. И только когда истинная взрывная волна от обнаженного заряда ударяется об аквариум, можно увидеть ударную волну. Ударная волна от покрытого плексигласовой пластинкой заряда не только наблюдается в аквариуме первой, но она также имеет ту же самую интенсивность, как и волна от обнаженного заряда. Об этом можно судить по тому факту, что начальная скорость ударной волны в плексигласе была одинаковой для обоих зарядов. Эта ударная волна была впервые видна на кадре № 9. На основании обмера полученных снимков средняя скорость «светящейся воздушной ударной волны» при движении через зазор составляла 6,1 км/с, в то время как средняя скорость истинной ударной волны составила только 4,1 км/с. Скорость, равная 6,1 км/с, соответствует давлению около $4 \cdot 10^7$ Па, а скорость 4,1 км/с — давлению около $18 \cdot 10^6$ Па, что иллюстрирует величину погрешности при использовании скорости светящейся (плазменной) волны для расчета зависимости $p = (\rho_1 V_u)$.

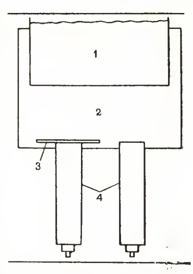


Рис. 4.6. Схема проведення опытов с двумя цнлнндрическнмн зарядамн ВВ:

1 — акварнум; *2* — воздух; *3* — пластниа из плексигласа толщнной 1,6 мм; *4* — заряды нз состава В размером 51×
×203 мм

На рис. 4.7 приведены схемы двух типов устройств, использованных Брокбенком при проведении экспериментов. При использовании одного устройства (см. рис. 4.7, *а*) для сферического заряда, находящегося в контакте с аквариумом, были получены кадры, приведенные на рис. 4.8. Эта серия кадров показывает неравномерный, иглоподобный внешний вид светящейся волны. Можно видеть, что ударная волна генерируется несколько позади светящегося фронта, потому что два фронта не соприкасаются.

Таким образом, наблюдения Брокбенка, выполненные с помощью покадровой съемки, подтвердили со всей очевидностью, что светящаяся граница не является обычной воздушной ударной волной. Другое подтверждение заключалось в следующем: если бы светящийся фронт являлся «светящейся воздушной ударной волной», то передаваемая ударная волна должна иметь давление более $6 \cdot 10^7$ Па, соответствующее наблюдаемой скорости движения плазмы и коэффициенту, равному 17 [23]. Однако давление в ударной волне

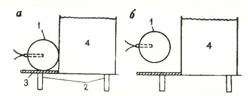


Рис. 4.7. Схемы опытов, выполненных Брокбенком:

1 — сферический заряд нз пентолнта; *2* — опоры; *3* — стальная пластнна; *4* — аквариум

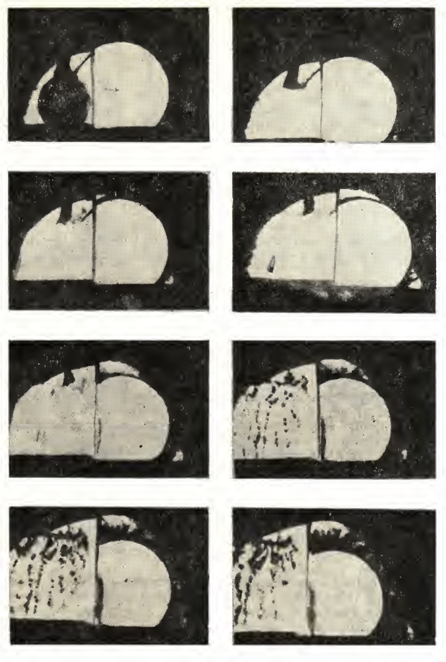


Рис. 4.8. Воздушная ударная волна, образующаяся при взрыве сферического заряда из пентолита диаметром 25,4 мм, входящая в аквариум (ударная волна не прилегает к светящемуся фронту в воздухе)

составляло только $15 \cdot 10^6$ Па. Дальнейшим доказательством того, что этот фронт не является воздушной ударной волной, служит его неоднородный, иглоподобный характер. Сильный разрыв, подобный ударной волне, не должен проявлять таких неоднородностей. Появление вновь светящейся области на фронте взрывной волны после уничтожения светящейся зоны плексигласовой покрывающей пластинкой было обусловлено, вероятно, замедленной химической реакцией. Этот результат находится в хорошем соответствии с работой Бауэра, Кука и Роджерса [3].

4.4. НОВЫЙ ПОДХОД В ИССЛЕДОВАНИЯХ «СИЛЬНЫХ» ВОЗДУШНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

В свете экспериментального доказательства того, что светящееся газовое облако является плазмой, а не ударной волной, интересно критически рассмотреть результаты исследований, в которых светящийся фронт рассматривали как ударную волну. Хикита, Асаба и Ионеда [21] в статье, в которой описывались некоторые исследования светящихся явлений при детонации, писали: «Недавно Мараоу ясно показал, что свет при детонации излучается, главным образом, ударной волной, образующейся в окружающей газовой атмосфере». Затем они продолжили исследование с целью определения начальной скорости распространения образуемых взрывом ударных волн в различных газах. При этом ошибочно предполагали, что светящаяся граница является границей ударной волны. В опытах использовались небольшие заряды из тэна. Они помещались на одном конце прозрачных трубок. Для определения соотношения «время — расстояние» для «светящейся ударной волны», распространяющейся по трубе, применяли покадровую съемку. Авторы сделали вывод, что образуемые при взрыве тэна ударные волны являются сильно светящимися, за исключением того случая, когда они распространяются в легком (водород) или в многоатомном (бутан) газе. Даже в таком газе время, за которое ударная волна достигала верхнего конца трубки, четко определялось по яркому свечению вследствие столкновения с жесткой стенкой, благодаря чему исследователи могли оценить средние значения скорости ударных волн. Результаты, полученные этими авторами, приведены в табл. 4.4.

ТАБЛИЦА 4.4

Скорость и давление ударных волн

Газ	Давление газа в ударной трубе, Па	Начальная скорость, м/с	Давление продуктов взрыва, Па
Водород	$1 \cdot 10^5$	8300	$55 \cdot 10^5$
Воздух	$1 \cdot 10^5$	6900	$59 \cdot 10^6$
—»—	$2 \cdot 10^4$	8500	$15 \cdot 10^6$
—»—	$7 \cdot 10^3$	9500	$52 \cdot 10^5$

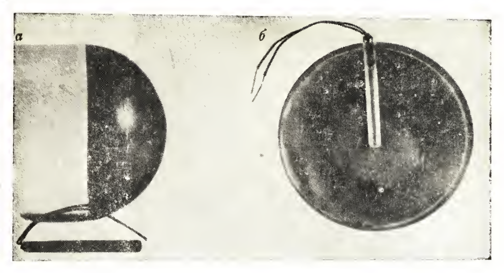


Рис. 4.9. Восковые модели зарядов, используемых Радлиным [30]:
а и *б* — вид соответственно сбоку и спереди

Радлин [29, 30] провел серию опытов, с тем чтобы определить возникновение воздушных ударных волн, а также получить количественные данные относительно их распространения. С учетом сложностей, возникающих при проведении измерений на поверхности заряда или вблизи нее, он выбрал для использования фотографический метод. Радлин использовал небольшие (массой 1,134 кг) сферические и полусферические заряды из пентолита (рис. 4.9) и зарегистрировал скорость расширения в обоих случаях с помощью покадровой съемки. К плоской стороне полусферы приклеивали плексигласовые диск или цилиндр. Детонацию инициировали в центре заряда, а камера фиксировала процесс детонации в направлении, перпендикулярном к плоской стороне пентолитовой полусферы через плексиглас, обеспечивая, таким образом, наблюдение распространения детонационной волны «внутри» сферического заряда, так же как распространение светящейся зоны, исходящей с поверхности заряда. Последняя, как было установлено, соответствует двойной толщине «реакционной зоны» внутри заряда. Радлин констатировал, что имеется плавный переход детонационной волны из ВВ в воздух. Светящаяся зона, таким образом, рассматривалась как «истинная воздушная ударная волна». На рис. 4.10 показана серия последовательных снимков, полученных Радлиным с помощью покадровой съемки горизонтально расположенного полусферического заряда из литого пентолита.

На основании зависимости радиуса распространения от времени для яркой зоны, интерпретируемой как зоны реакции, а по другую сторону от поверхности заряда — как зоны истинной воздушной ударной волны, для взрывов полусферических зарядов определены обе скоро-

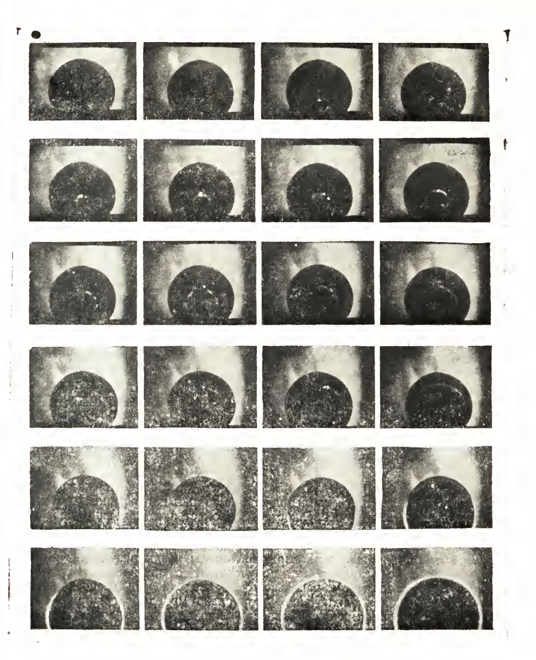


Рис. 4.10. Серия последовательных кадров сферической детонации

сти, которые составили 7,45 км/с. Этому значению соответствует начальное давление в воздушной ударной волне $62 \cdot 10^6$ Па. Кроме того, тщательный анализ зависимости $R'-t$ показал намного более высокую начальную скорость светящейся зоны, т. е. внешней, генерируемой детонацией плазмы.

Дальнейшей типичной иллюстрацией того, как светящийся, расширяющийся слой плазмы ошибочно принимали за воздушную ударную волну, является работа, выполненная Олсоном и Венигом [28]. Она была связана с прямым измерением давления при одновременной детонации двух сферических зарядов ВВ, расположенных на определенном расстоянии друг от друга.

Отражение взрывной волны от жесткой поверхности может быть моделировано одновременной детонацией двух одинаковых зарядов ВВ. Тогда гипотетическая плоскость, лежащая посредине между зарядами, будет представлять собой жесткую поверхность. Предварительно прокалиброванный пьезоэлектрический измерительный преобразователь (датчик) помещали в средней точке линии, соединяющей центры двух одинаковых сферических зарядов ВВ. Однако Олсон и Вениг рассматривали расширяющиеся светящиеся сферы как «расширяющийся фронт ударных волн».

Гудман [20] опубликовал обширный обзор данных об ударных волнах в воздухе, образующихся при взрыве сферических зарядов из пентолита. До расстояния, равного десяти радиусам заряда, все «измерения» основывались на скоростях, получаемых с помощью оптического метода. Несмотря на то что эти данные были в основном приемлемыми, погрешность заключалась в том, что светящаяся зона являлась электростатически движимой плазмой, а не реальной ударной волной в воздухе [12].

4.5. ЗАВИСИМОСТЬ ДАВЛЕНИЯ «ВОЗДУШНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН» ОТ РАССТОЯНИЯ

Брокбенк использовал метод аквариума для получения данных относительно зависимости давления от расстояния для истинных воздушных ударных волн на поверхности ударной стенки, находящейся в непосредственной близости от сферических зарядов. Он наблюдал два импульса давления: один от истинной воздушной ударной волны, а другой от приближающейся взрывной волны. Свои результаты Брокбенк сравнил с результатами, полученными с применением прямого оптического метода и с использованием модели взрывающейся Вселенной. Он сделал заключение, что только модель «расширяющейся Вселенной», которая предсказывает двойной импульс давления, соответствует теоретическим предпосылкам.

Чтобы понять природу воздушной ударной волны, отличающейся от волны, в которой поддержка ударного фронта осуществляется благодаря столкновению с препятствием, рассмотрим схему, приведенную на рис. 4.11. Волна взрыва от сферического заряда расширяется в радиальном направлении от центра заряда. Если в непосредственной близости от заряда нет других конструкционных элементов кроме стен-

ки, о которой идет речь, фронт волны сначала ударяется о стенку в точке на линии, проходящей через горизонтальную ось заряда. Так как волна давления продолжает обтекать стенку, образуется вертикальный ударный фронт или вторичная ударная волна, которая быстро движется по поверхности стенки. Когда вторичная ударная волна падает на основание стены, т. е. на другой конструкционный элемент, происходит отражение ударной волны. По определению воздушным взрывом является такой взрыв, при котором заряд находится на таком расстоянии от основания стенки, что повышение давления в отраженной ударной волне будет незначительным.

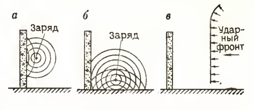


Рис. 4.11. Распределение давлений, действующих на преграду:

а — взрыв в воздухе; *б* — воздушный взрыв с частичным отражением; *в* — плоская ударная волна

Сферический заряд из литого пентолита 50/50 массой 0,454 кг и плотностью 1,6 г/см³, упакованный в полиэтиленовый мешочек и подвешенный с помощью шнурка к пруту, смонтированному в верхней части аквариума, инициировали в центре детонатором. Центр заряда находился от стенки аквариума на приведенном расстоянии Z_a (м/кг$^{1/3}$). Для обеспечения резкой границы, что облегчает определение скорости поверхности раздела между стенкой аквариума и водой, край аквариума тщательно выравнивали со щелевой камерой перед каждым взрывом. При проведении опытов применяли заднюю подсветку, создаваемую при помощи цилиндрической световой бомбы размером 152,4×762 мкм. В качестве источника света использовали диск из состава В массой 0,907 кг. Световая бомба создавала освещение однородной интенсивности в течение 100 мкс. Измерения давления были выполнены для области, ограниченной поверхностью заряда и значением $Z_a = 0{,}1985$ м/кг$^{1/3}$.

Полученные результаты приведены в табл. 4.5.

ТАБЛИЦА 4.5

Давление в воздушных ударных волнах на стенке, расположенной в непосредственной близости от сферического заряда ВВ

Z_a, м/кг$^{1/3}$	Передаваемое давление, $1 \cdot 10^7$ Па		Среднее пиковое давление, $1 \cdot 10^7$ Па	Z_a, м/кг$^{1/3}$	Передаваемое давление, $1 \cdot 10^7$ Па		Среднее пиковое давление, $1 \cdot 10^7$ Па
	начальное	пиковое			начальное	пиковое	
0,119	7	19			—	24	
	—	21		0,099	18	39	
	7	19			14	34	36
	5	19	20	0,079	—	63	
	5	20			—	58	61
	—	20			—	62	
	7	18		0,059	57	102	112
	9	18			57	122	

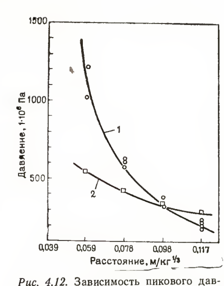


Рис. 4.12. Зависимость пикового давления от расстояния между зарядом и стенкой аквариума для ударных волн, образованных при взрыве зарядов из пентолита:

1 — по Куку; *2* — по Гудману

Заметное изменение наклона следа, полученного с помощью щелевой развертки, указывает на то, что падающую на стенку относительно слабую ударную волну на определенном расстоянии в пределах моделируемой стенки (т. е. аквариума) догоняет намного более сильная ударная волна.

В свете изложенных фактов и с учетом модели взрывающейся вселенной первый импульс давления, отмечаемый на регистрограммах, отличался от истинной воздушной ударной волны, а второй — от взрывной волны, т. е. продуктов детонации, соударяющихся с моделируемой стенкой.

На основе обширных табличных данных Гудмана [20] был сделан вывод, что в области между поверхностью заряда и до масштабного расстояния $Z_a=0{,}595$ м/кг$^{1/3}$ происхождение пикового давления и отраженного импульса не одно и то же. При изучении этого источника было обнаружено, что все экспериментальные давления были рассчитаны на основании измеренных значений скорости «светящейся воздушной ударной волны» по уравнению $p=\rho_a V_u$. Кривая Гудмана для давления подающей ударной волны была видоизменена в кривую давления передаваемой ударной волны применением подходящего коэффициента отражения [1] и на рис. 4.12 проведено сравнение полученной кривой с экспериментальными результатами Брокбенка. Наблюдаемое существенное различие следует отнести за счет неприменимости косвенного оптического метода определения давления, который не принимает в расчет ни продукты детонации, ни фактическую или реальную скорость воздушной ударной волны. Таким образом, «экспериментальную кривую» Гудмана следует считать недействительной по крайней мере до приведенного расстояния, равного 0,595 м/кг$^{1/3}$.

4.6. ОБЩЕПРИНЯТАЯ ТЕОРИЯ «СИЛЬНОЙ ВОЗДУШНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ»

Общепринятым методом предсказания зависимости давления от расстояния для взрывной волны служит числовое интегрирование уравнений, описывающих движение. Для этого использовались различные математические методы. Например, Мекино и Шир [26] рассчитали параметры потока за экспериментально «известной» ударной линией методом характеристик. Кирквуд и Бринкли [24] также провели числовое интегрирование уравнений движения, основанное на подобии ограничений, нанесенных на кривую зависимости энергии от времени

для ударной волны. Авторы предположили, что использование этого подобия ограничений и соотношений Гюгонио дает возможность привести дифференциальные уравнения в частных производных, описывающие поток, к системе обычных дифференциальных уравнений для пикового давления и энергии ударной волны как функции расстояния от заряда ВВ.

Изложенное является лишь иллюстрацией математических методов, использованных для определения зависимостей давления от времени и давления от расстояния. Другими исследователями, использовавшими то же самое приближение числовой гидродинамики, были Бете и другие [5], Бойер [6], Шардин [31], Ускен [40] и Броуд [8, 9]. Дифференциальные уравнения для сферических волн определенной амплитуды были решены числовым методом также Пеннеем и позже Пеннеем и Десгуптой [11]. Таким образом, известны многочисленные попытки решить уравнения зависимостей давления от времени и расстояния для взрывных волн интегрированием. Многие исследователи использовали метод искусственной вязкости [27] и зависимости Чиснела [17] для области ударной волны с целью упрощения гидродинамической задачи. Несмотря на различие, все методы имеют общую зависимость точных числовых результатов от выбора *правильных начальных условий.* Все полагались либо на модель Тейлора для ударной волны [37], либо на данные экспериментов, в которых определяли скорость ударной волны. Давление рассчитывали с помощью уравнений гидродинамики. Так как исследование Броуда является типичным примером для первого случая, здесь описаны его подход к решению этой задачи и полученные результаты для взрывов зарядов из тротила. Также рассмотрен подход и полученные результаты Кирквуда и Бринкли, которые использовали экспериментальные данные для начальных условий при числовой обработке.

Броуд считает, что с более мощными вычислительными средствами, имеющимися теперь в наличии, можно решить гидродинамические задачи детонации, не опираясь на эмпирические значения, получаемые в результате измерений параметров взрыва. Одно такое решение приводится здесь. Гидродинамические уравнения движения, составляющие систему нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, были проинтегрированы числовым методом электронной вычислительной машиной. В более ранней работе была использована общеизвестная форма метода введения искусственной вязкости, предложенная Нейманом и Рихтмайером. Начальные условия были приблизительно такими же, что и при детонации инициируемых из центра обнаженных сферических зарядов из тротила плотностью 1,5 г/см^3, которые задавались описанием детонационной волны по Тейлору. Уравнение состояния для тротила было смоделировано по уравнению Джонса и Миллера, в то время как уравнение состояния для воздуха соответствовало расчетным данным Жилмора [18], а также Хильсенрата и Бекетта [22].

Как указывали Шир и Райт [34], начальное условие на поверхности заряда для тротила является сомнительным. Броуд использовал для тротила начальную энергию потока, равную 1059,58 кДж/моль,

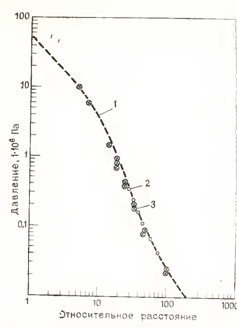


Рис. 4.13. Расчетная зависимость давления от расстояния, полученная Широм и Райтом для тротиловых зарядов плотностью 1,5 г/см³

но имелись трудности при оценке начального давления. Если полученную Броудом зависимость давления от расстояния проэкстраполировать в обратном направлении, то для расстояния, соответствующего поверхности заряда, получим начальное давление, примерно равное $49 \cdot 10^6$ Па. В этой же статье сообщалось о пиковом давлении, несколько меньшем $4 \cdot 10^7$ Па. При любой скорости результаты Броуда основывались на начальных условиях, базирующихся на модели волны Тейлора.

Теория распространения ударной волны Кирквуда и Бринкли была основана на подобии ограничения, связанного зависимостью энергии от времени для ударной волны. Использование подобия ограничений и соотношений Гюгонио позволило дифференциальные уравнения в частных производных, описывающих процесс течения, привести в систему обыкновенных дифференциальных уравнений для зависимостей пикового давления и энергии ударной волны от расстояния до заряда ВВ. Шир и Райт [34], используя уравнение Кирквуда — Бринкли и начальные данные Шира [32], изучили взрывы зарядов из пентолита и тротила. Для зарядов из пентолита Шир дал начальное давление $66 \cdot 10^6$ Па и удельную энергию течения 4756,8 Дж/г. Кроме того, Шир и Райт использовали результаты измерения скорости ударных волн, выполненных Султановым и Маквейем [35] для взрыва зарядов из пентолита. В качестве начальных они выбрали условия на расстоянии 20 диаметров заряда, где давление составляло $1 \cdot 10^9$ Па. Используя рассчитанное Широм на основании данных Джонса и Миллера начальное пиковое давление $51{,}5 \cdot 10^6$ Па, рассчитанную Броудом начальную энергию течения для тротила, равную 931,1 кДж/моль, Шир и Райт также определили по уравнениям Кирквуда — Бринкли зависимость давления от расстояния для тротила. Полученные ими результаты (1) приведены на рис. 4.13 вместе с экспериментальными данными Фишера и Питмана (2) [16], а также данными, полученными Саффилдской испытательной станцией (3) [10]. Наименьшее расстояние от заряда, по данным Фишера и Питмана, составило 30 радиусов заряда. С другой стороны, для результатов Саффилдской испытательной станции данные приведены для расстояний, начинающихся с пяти радиусов от сферического заряда. Экспериментальные значения давления вблизи поверх-

ности заряда не сравнивались с теоретическими значениями. Теоретические значения давлений вблизи поверхности заряда были намного ниже даже в случае применения максимального коэффициента отражения давления, равного 25 [11]. Даже при использовании этого максимального коэффициента отражения ни одно из теоретических значений для давления на поверхности заряда не превышало $25 \cdot 10^8$ Па. Коул сообщил о подобном расхождении между теоретическими значениями давления и значениями, рассчитанными на основании результатов измерения скоростей с помощью щелевой камеры для воды. По Коулу, данные на основании измерений скорости (пространственные окружности), как видно, согласуются в пределах их разброса с результатами измерения с помощью измерительных преобразователей, где эти значения сходятся, но дают намного более высокие значения давлений вблизи заряда, чем это следует из теоретических предположений. Данные, полученные любым методом для давлений вблизи заряда, совершенно недостаточны, и целесообразно проведение дальнейших исследований в этой области. Хотя метод с использованием измерений скорости является косвенным и дает значения давления только для ударного фронта, это направление наиболее перспективно.

Белливо [4] также встретил трудности при использовании модели волны Тейлора для предсказания параметров реальных ударных волн в воздухе и в воде при взрыве сферических зарядов. При использовании экстраполированных экспериментальных значений, полученных при измерении с помощью пьезоэлектрического преобразователя, для начальных теоретических условий при интегрировании уравнений движения необходимо иметь в виду следующее.

1. Часто наиболее надежная калибровка преобразователя для определения зависимости давления от времени осуществляется расчетом давления по измеренной скорости распространения «светящейся воздушной ударной волны».

2. Экстраполяция давлений, измеренных на большом расстоянии от заряда ВВ, в обратную сторону до поверхности заряда является неправильной, если ударная волна поддерживается продуктами взрыва на значительной части этой области, как это было в работе [37].

3. Как показано ниже, электромеханические устройства неверно регистрируют профиль зависимости $p(t)$ на близком расстоянии от заряда. Ни одна из теоретических схем, за исключением модели взрывающейся Вселенной, не принимает во внимание процесс образования ударной волны при сжатии воздуха на фронте продуктов детонации. Такая ударная волна наблюдалась экспериментально Глассом и Холлом [19]. Они накачивали газ в стеклянные сферы до избыточного давления $2{,}1 \cdot 10^6$ Па, затем внезапно разбивали их и наблюдали, что проходило 270 мкс, прежде чем видимая, движущаяся волна сжатия объединяется с истинной ударной волной. Так как ударные волны, образующиеся при взрыве зарядов ВВ, имеют более высокую скорость расширения и более высокое начальное избыточное давление, они не подтверждают предположения о том, что этот процесс будет таким длительным. Конечно, образуемая детонацией ударная волна быстро

настигается ударной волной, создаваемой расширяющимися продуктами взрыва. Радлин измерял давление на большом расстоянии от заряда и обнаружил, что они не зависят от начальной плотности ВВ, как можно было бы ожидать для передаваемой ударной волны, а зависят только от удельной энергии, как можно было бы ожидать для ударной волны, генерируемой расширяющимися продуктами взрыва.

4.7. ДАВЛЕНИЕ ВЗРЫВА НА УДАРНОЙ СТЕНКЕ И ВЛИЯНИЕ БЛИЗКО РАСПОЛОЖЕННЫХ КОНСТРУКЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Видоизменения форм проявления давления на ударной стенке при воздушных взрывах при наличии близко расположенных стен, потолков и полов были изучены Брокбенком при использовании инициируемых в центре сферических зарядов из пентолита массой 0,454 кг. В этих опытах аквариум моделировал ударную стенку, а стальные пластины моделировали другие элементы конструкции. Все измерения давления были выполнены методом аквариума и, таким образом, представляли пиковые давления. Для определения картины распределения давления щельрегистрирующие кинокамеры помещали перпендикулярно к рассматриваемой стенке и на различном расстоянии от ее осонования. Регистрограммы, получаемые с помощью щелевой камеры, обнаруживали усиление ударной волны вблизи стенки. Траектория максимального усиления была определена при использовании как щелевой, так и покадровой съемки. В отличие от воздушных взрывов, месторасположение максимального давления на стенке не находилось на горизонтальной оси заряда. Опыты проводили с моделированием одного конструкционного элемента (пол или потолок) и с полностью ограниченным объемом (пять отражающих поверхностей).

Размещение заряда ВВ особенно важно при изучении проблем, связанных с ударной стенкой. В этом случае импульсы давления от взрывной волны распространяются со сверхзвуковой скоростью и отличаются от их звуковых двойников тем, что они способны при соударении со стенкой давать отраженные импульсы давления, во много

ТАБЛИЦА 4.6

Пиковое давление на ударной стенке при различном расположении зарядов для одного примыкающего элемента конструкции

Z_a, м/кг$^{1/3}$	Отношение $\frac{h}{Z_a}$	Пиковое передаваемое давление, $1 \cdot 10^7$ Па	Z_a, м/кг$^{1/3}$	Отношение $\frac{h}{Z_a}$	Пиковое передаваемое давление, $1 \cdot 10^7$ Па
0,079	1,0	105	0,119	1,0	26
0,099	1,0	54	0,119	1,0	25
0,119	1,0	24	0,199	0,5	12
0,119	1,0	24			

раз сильнее начального импульса. Для звуковой волны максимальный коэффициент отражения равен 2 [14]. Если заряд ВВ расположить таким образом, что близлежащие элементы конструкции могут усиливать давление за счет взаимодействия ударных волн, пиковое давление взрывной волны на стенке может быть в несколько раз выше давления взрывной волны от заряда, расположенного на некотором расстоянии от рассматриваемой стенки без усиления от близлежащих металлических элементов. Если сферический заряд ВВ располагают таким образом, что не происходит ударного усиления, то он способен создавать такое распределение давлений на ударной стенке, как и в случае «взрыва в воздухе». С другой стороны, если заряд расположен так, что соседние металлические элементы оказывают влияние на распределение давления взрыва на стенке, в результате создаются условия «частично воздушного, частично усиленного» взрыва.



Рис. 4.14. Траектория точки максимального усиления проходящей ударной волны отраженной волной:

1 — стальная пластина; *2* — заряд массой 454 г; *3* — вода

При изучении влияния одной стенки, потолка или пола на величину передаваемого пикового давления у взрывной стенки было использовано экспериментальное устройство, схема которого приведена на рис. 4.7, *б*. Аквариум имел размеры 305×152×305 мм. Так как несовпадение импедансов [15] в этом случае было большим, взрывная волна могла не «почувствовать» разницы между водой и цементом, насколько это касается давлений, «видимых» аквариумом. Для моделирования пола, потолка или близлежащей стенки использовали стальную пластину размером 305×305×12,7 мм, которую размещали под прямыми углами к стенке аквариума, причем и аквариум, и пластину помещали на подставки, для того чтобы поднять их над землей и тем самым предотвратить взаимодействие с ней волн. Заряд помещали в полиэтиленовый мешочек и подвешивали на некотором расстоянии от стержня, укрепленного на вершине аквариума. Детонатор вводили в заряд со стороны, противоположной аквариуму и так, чтобы обеспечить максимальную симметричность. Приведенное расстояние от центра заряда до стенки аквариума обозначается как $Z_a=\left(\frac{d}{W^{1/3}}\right)$, где d — расстояние от центра заряда и W — масса заряда. Взрывы выпол-

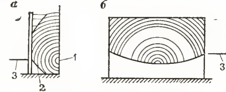


Рис. 4.15. Распределение давлений при воздействии воздушной и отраженной ударных волн:

а — вид сбоку; *б* — вид спереди; *1* — заряд; *2* — траектория тройной точки (давление отражения); *3* — область Маховского отражения

няли при Z_a, равных 0 (см. рис. 4.7, *а*), 0,079; 0,099; 0,119 и 0,199 (см. рис. 4.7, *б*). При этом $h = Z_a$ во всех случаях, за исключением опытов при $Z_a = 0{,}199$ м/кг$^{1/3}$, которые были проведены при $h = 0{,}5 Z_a$. Щель камеры фоторегистра располагали вдоль горизонтальной оси заряда. В табл. 4.6 приведены передаваемые пиковые давления как функции значений Z_a и h/Z_a, а на рис. 4.14 показаны траектории точек максимальной интенсивности передачи.

Пиковые давления, «чувствуемые» ударной стенкой в тех случаях, если есть полы и потолки, в отличие от условий воздушного взрыва, располагались не вдоль горизонтальной оси заряда, а, скорее, ближе к прилегающей стенке. Пиковое давление вдоль горизонтальной оси заряда было также в значительной мере усилено по сравнению со значением, измеряемым для воздушного взрыва. Для иллюстрации того, почему это происходит, рассмотрим диаграмму, приведенную на рис. 4.14. Когда взрывная волна от заряда ВВ достигнет ударной стенки, образуется вторичная ударная волна, которая распространяется вдоль поверхности. Когда вторичная ударная волна достигает другого металлического элемента, такого, как пол, она отражается и увеличивает давление вторичной ударной волны («зону Маховского отражения» — рис. 4.15). Остающаяся часть стенки подвергается воздействию давлений воздушного взрыва. Траектория, на которой располагаются точки, в которых наблюдается отражение Маха, известна как траектория «тройной точки». Зона Маховского отражения является зоной высокого давления и, по всей вероятности, стенка скорее разрушится в месте, подверженном действию этой волны, чем в месте, подверженном воздействию только волны от воздушного взрыва. Этот эффект можно было легко увидеть на серии снимков, полученных с помощью покадровой съемки (см. рис. 4.14), на основании которых были получены некоторые данные, приведенные в табл. 4.6. Когда траектория тройной точки пересекает участок стенки, вырезаемый щелью фоторегистра, наблюдается резкий разрыв в крутизне наклона следа на регистрограмме, что указывает на повышение давления. Значения давления, рассчитанные на основании этих регистрограмм, свидетельствуют о значительном возрастании его по сравнению со значением, регистрируемым в том же самом месте в случае воздушного взрыва.

Надежный электромеханический измерительный преобразователь для определения давления был размещен в ударной стенке. Метод аквариума не позволяет определять импульс, т. е. он не говорит ничего о зависимости давления от расстояния, а позволяет определять только пиковое давление. Ему, таким образом, не достает многосторонности. Однако измерение давлений взрыва с помощью измерительного преобразователя заключается не только в простом помещении пьезоэлектрических или другого типа чувствительных к напряжению элементов во фронте взрывной волны. К сожалению, нет надежного измерительного преобразователя, пригодного для проведения исследований при высоких нагружающих давлениях. В результате калибровки преобразователя Луи [25], проведенной Брокбенком и Луи, было установлено, что он пригоден для проведения этих исследований.

4.8. ДАВЛЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ЖИДКИХ ВЗРЫВЧАТЫХ СМЕСЕЙ

Жидкие двухкомпонентные ракетные топлива являются источником взрывов при утечке, легкость воспламенения, размеры и интенсивность которых вызывают большое беспокойство в современной ракетной технике. Взрывы случайно разбрызганного топлива RP-1 (керосин) и жидкого кислорода (LOX) были довольно многочисленными в начале космических исследований. Аэрокосмическая корпорация [39] проанализировала обширные данные, накопленные ею, вместе с данными, полученными Уиллоби (Юнайтед Рессарч Сервисес, Инкорпорейтед) при моделировании взрывов, происходящих в результате утечки, и данными, полученными Смаллеем (Аэрокосмическая корпорация) для смеси LOX/RP-1. Этот анализ показал, что масштабный фактор был тем же самым в широкой области, как и для тротила, и, таким образом, можно было определить значения тротилового эквивалента. Большая работа была также выполнена А. Д. Литтлом на Эдвардс Эр Форс Бейс со смесями жидкого кислорода с жидким водородом. Также были изучены другие двухкомпонентные системы, включая самовоспламеняющуюся смесь N_2O_4 с UDMH.

4.8.1. Моделирование взрывов при утечке жидкого водорода и жидкого кислорода

В связи с намерением использовать жидкие двухкомпонентные и твердые ракетные топлива, многие из которых являлись детонационноспособными, возникали следующие вопросы: 1) какое минимальное давление необходимо для взрыва твердого ракетного топлива; 2) какое максимально возможное давление может развиваться при взрыве разлитого топлива и 3) сможет ли этот взрыв инициировать детонацию твердого ракетного топлива. Ответом на последний вопрос, как оказалось, является то, что верхний предел давления должен быть равен адиабатическому давлению или давлению взрыва тщательно перемешанной смеси горючего и окислителя. Чтобы определить этот верхний предел давления, предположили, что можно измерить давление детонации низкотемпературных жидких смесей и получить адиабатическое давление p_3 при помощи обычного приближения $p_3/p_2 \approx 0{,}5$. Поэтому с минимальными затратами Юдаем и автором [38] были проведены измерения давления детонации суспензионных взрывчатых смесей жидкого кислорода с твердым керосином и твердого кислорода с жидким водородом. Из смесей твердого кислорода с жидким водородом необходимо было выбрать состав, который имел бы наибольшую теплоту взрыва; этому соответствовало отношение компонентов в составе 8 : 1. Для смеси жидкого кислорода с твердым керосином — оптимальное соотношение по массе было 78 : 22.

На рис. 4.16 приведена схема экспериментального устройства, использованного при выполнении этой работы. Из-за того что суспензионные смеси твердого кислорода с жидким водородом и жидкого кислорода с твердым керосином были непрозрачны, а также содержащий ВВ сосуд не был прозрачным, то подходящим методом для непосредст-

12*

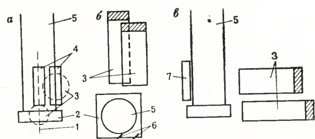


Рис. 4.16. Схема проведения опытов по определению скорости и давления детонации: *а* — вид спереди; *б* — вид сверху; *в* — вид сбоку; *1* — щель фоторегистрирующей камеры; *2* — блок из плексигласа; *3* — задняя подсветка; *4* — передняя поверхность зеркал; *5* — заряд ВВ; *6* — зеркала

венного определения скорости детонации этих низкотемпературных смесей с помощью щелевой камеры был теневой метод. Для подсветки применяли световые бомбы, представляющие собой трубы длиной 120 см, в которых находились заряды из литого состава В диаметром 1 см и длиной 7,5 см. Эти бомбы давали равномерную освещенность в течение 200 мкс. Одна световая бомба подсвечивала заряд так, что боковое расширение отсекало свет от поперечного сечения световой бомбы в возрастающей со временем части. Таким образом, можно было определить скорость детонации наблюдением за скоростью, с которой свет будет отсекаться в зависимости от расстояния вдоль края испытываемого заряда. Вторая световая бомба освещала сзади плексигласовый блок-свидетель, позволяя регистрировать след ударной волны.

4.8.2. Приготовление суспензий из низкотемпературных жидкостей с замерзшими жидкими веществами

При разработке технологии смешения вначале были изучены инертные суспензионные смеси жидкого азота с твердым керосином, жидкого азота с твердой водой, а также жидкого водорода с твердым азотом. Возникли также трудности, связанные с растрескиванием плексигласа, чрезмерно высокой скоростью испарения, плохим перемешиванием и другие, но частично успешный взрыв смеси жидкого кислорода с твердым керосином был получен в заряде диаметром 0,1 и длиной 0,35 м при помощи методики одновременной загрузки низкотемпературной жидкости, добавляемой в контейнер за секунду до керосина, используя термическую конвекцию для того, чтобы поддерживать перемешивание суспензии до того момента, когда она будет взорвана.

На рис. 4.17 приведена регистрограмма, полученная с помощью щелевой камеры, для смеси жидкого кислорода с 22% твердого керосина, инициируемой промежуточным литым пентолитом 50/50 диаметром 0,025 м и длиной 0,3 м, так как было установлено, что эта смесь не детонирует при инициировании электродетонатором № 8. Физические явления свидетельствуют о сильной детонации, но фоторегистрограмма не показывает четкой ударной волны в плексигласовом блоке. Несмотря на то что плотность жидкого кислорода была примерно на

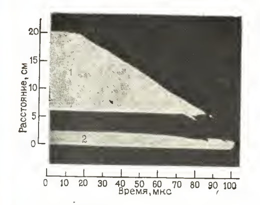


Рис. 4.17. Щелевая развертка взрыва смеси жидкого кислорода с керосином:

1 — подсветка, проходящая через край испытательного цилиндра; 2 — свет, проходящий через плексиглас

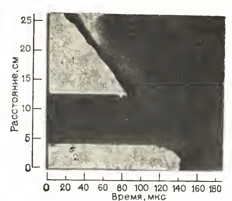


Рис. 4.18. Щелевая развертка взрыва смеси жидкого кислорода с твердым ракетным топливом:

1 — подсветка, проходящая через край испытательного цилиндра; 2 — свет, проходящий через плексиглас

40% выше плотности керосина, можно было полагать, по-видимому, что кипящий жидкий кислород будет перемешивать в достаточной степени керосин, с тем чтобы получилась довольно однородная смесь.

4.8.3. Детонация суспензии, состоящей из жидкого кислорода и твердого керосина

На рис. 4.18 показана полученная с помощью метода щелевой развертки фоторегистрограмма детонации заряда (диаметр 0,15 м и длина 0,3 м) из смеси жидкого кислорода с твердым керосином, имеющая конечное соотношение компонентов по массе 78 : 22. Был получен видимый след, свидетельствующий о сильной ударной волне в плексигласе, и хороший след скорости детонации со значением $D = 2{,}24$ км/с. Скорость ударной волны в плексигласе на границе раздела ВВ — плексиглас составляла 3,13 км/с, что соответствовало начальному давлению волны в плексигласе, равному $13 \cdot 10^8$ Па. В соответствии с уравнением несовпадения импеданса это значение будет соответствовать давлению детонации, равному $104 \cdot 10^7$ Па, если пользоваться расчетным значением плотности для суспензии жидкого кислорода с твердым керосином. Успешное проведение этого взрыва следует отнести за счет механического перемешивания суспензии.

4.8.4. Детонация суспензии, состоящей из твердого кислорода и жидкого водорода

На рис. 4.19 приведена схема проведения опытов взрывов, использованная для определения давления детонации смеси твердого кислорода с жидким водородом.

Успешная регистрация процесса детонации суспензии твердого кислорода и жидкого водорода была достигнута при использовании кумулятивного (с конической облицовкой) заряда из состава С-3, раз-

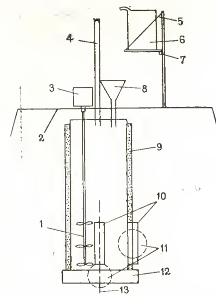


Рис. 4.19. Схема проведения опытов взрывов смесей твердого кислорода с жидким водородом:

1 — перемешивающий механизм; *2* — поддерживающий каркас; *3* — мотор; *4* — вентиляционная труба для воздуха; *5* — поддерживающий провод; *6* — контейнер с жидким кислородом; *7* — шарнир; *8* — закрытая воронка; *9* — изоляция; *10* — передняя поверхность зеркал; *11* — задняя подсветка; *12* — плексигласовый блок; *13* — щель фоторегистра

мещаемого вне заряда. Это оказалось возможным благодаря механическому перемешиванию. Кумулятивный заряд промежуточного детонатора располагали на расстоянии 220 мм от внутренней трубы и направляли таким образом, чтобы кумулятивная струя входила в испытательный цилиндр на высоте 356 мм от дна и выходила с противоположной стороны на высоте 305 мм от дна заряда из суспензии твердого кислорода и жидкого водорода. При этом предполагали, что при таком расположении будет инициирована симметричная оси детонационная волна далеко от поля зрения щелевой камеры.

Полученный на пленке след от детонационного процесса был специфическим, но проливающим свет на происходящие процессы. На рис. 4.20 приведена фоторегистрограмма этого взрыва. Хорошо различимые ударные волны входили и распространялись по плексигласовому блоку. Однако след скорости детонации указывал на то, что детонационная волна не была инициирована в верхней части заряда из смеси твердого кислорода и жидкого водорода, а вместо этого была инициирована у его дна. Очевидно, имеется двойная ударная волна, указывающая на то, что инертная ударная волна ведет за собой детонационную волну. Первая ударная волна входит в плексигласовый блок с начальной скоростью 2,7 км/с и затем плавно ускоряется до 3,3 км/с на расстоянии 18 мм в плексигласовом блоке. В этой точке появляется новая, более интенсивная ударная волна со скоростью 3,43 км/с, причем на первоначальном следе виден слабый разрыв. К тому же, характерно для ударных волн, образованных от детонационных волн зарядов такого размера, что эта ударная волна проходила оставшееся в плексигласовом блоке расстояние (32 мм) с постоянной скоростью.

Фоторегистрограмма, полученная с помощью световой бомбы (диаметр подсветки 100 мм), подсвечивающей заряд в области 100—350 мм от его дна, показала, что детонационная волна действительно возникала в точке, расположенной примерно на 5 см выше дна заряда. Детонация затем распространялась вверх и вниз со скоростью, измеренной по верхнему участку следа на длине 40 мм и равной 2,3 км/с.

Место инициирования детонации может быть установлено по «серповидному» следу, т. е. детонация начинается в вершине изгиба. Появление двойной ударной волны в этом случае было, по-видимому,

обусловлено тем, что не сопровождаемая реакцией ударная волна опережает низкоскоростную детонационную волну. Заряд начинает расширяться в боковом направлении примерно через 22 мкс после того, как ударная волна от детонационной волны войдет в плексиглас. Время, за которое волна проходила расстояние 50 мм от точки инициирования до плексигласового блока, составило 20 мкс. Если детонационная волна инициируется вблизи оси заряда, то потребуется около 40 мкс для того, чтобы она достигла стенки трубы радиусом 100 мм и, возможно, еще от 10 до 20 мкс для того, чтобы волна прошла слой изоляции толщиной 25 мм.

Таким образом, процесс расширения трубы должен был бы начинаться спустя 30—40 мкс после того, как ударная волна выйдет из конца заряда. Это наводит на мысль, что инициирование детонации происходит на расстоянии 70 мм от подсвечиваемой части стенки внутренней трубы. Кумулятивный заряд-инициатор, расположенный на расстоянии 220 мм от стенки внутренней трубы, взрывался на 70 мкс раньше зарядов световых бомб, а световые бомбы действовали в течение 120 мкс до того момента, как ударная волна входила в плексиглас. Так как скорость струи кумулятивного заряда составляла около 8 км/с, инициирующая волна, таким образом, должна была пройти расстояние 300 мм от точки входа струи в заряд из смеси твердого кислорода и жидкого водорода до точки инициирования детонации за время примерно от 130 до 150 мкс. Световая бомба после инициирования кумулятивного заряда приводится в действие приблизительно за тот же самый промежуток времени, что и время между инициированием заряда и появлением кумулятивной струи. Поэтому инициирующая волна должна распространяться со скоростью более 2 км/с. С учетом характерного ускорения инициирующей ударной волны не удивительно, что волна давления (начальное давление действительно около $1 \cdot 10^8$ Па) входит в плексигласовый измерительный преобразователь давления приблизительно на 1 мкс раньше ударной волны от истинной детонационной волны.

Измерительный преобразователь давления был прокалиброван, т. е. был определен эффект тонких керамических и алюминиевых пластин при взрывании зарядов диаметром 127 мм из смеси 94% аммиачной селитры и 6% дизельного топлива с известным детонационным давлением. Заряд плотностью 0,8 г/см³ детонировал со скоростью 2,92 км/с, и давление в детонационной волне составило $162 \cdot 10^7$ Па. Полученный резуль-

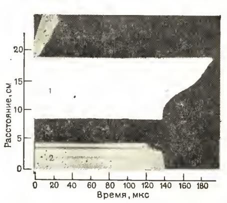


Рис. 4.20. Щелевая развертка взрыва суспензии из твердого кислорода и жидкого водорода:

1 — подсветка, проходящая через край испытательного цилиндра; *2* — свет, проходящий через плексиглас

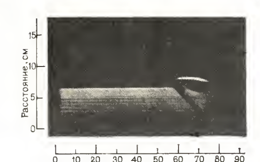


Рис. 4.21. Щелевая развертка калибровочного взрыва с применением заряда из смеси АС — ДТ ($D=2{,}9$ км/с; $\rho_1=0{,}8$ г/см³, $p_2=162\cdot10^7$ Па)

тат (рис. 4.21) демонстрировал тот факт, что относительно тонкая пластина, вставленная между двумя толстыми слоями конденсированного материала, не может заметно влиять на импеданс концевой пластины плексигласа, даже если импеданс вмещающего объемного материала будет значительно отличаться от импеданса материала вставляемой пластины. В соответствии с наблюдаемым значением давления $p_д$ ударной волны ($V_д=3{,}43$ км/с) уравнение несовпадения импеданса дает значение p_2 для детонационного давления смеси, равное $78\cdot10^7$ Па.

Теоретическая плотность смеси, состоящей из 0,5 моля твердого кислорода и 1 моля жидкого водорода, составляет 0,4 г/см³. Приблизительные расчеты показывают, что при плотности 0,4 г/см³ значение D^* в этой суспензии должно составить $3{,}5\pm0{,}3$ км/с, а W^* должно быть $1{,}4\pm0{,}2$ км/с. Для этой смеси давление в идеальной детонационной волне составляет примерно $18\cdot10^8$ Па. Более низкие значения скорости и давления детонации, наблюдаемые в этом случае, объясняются следующим.

1. Процесс детонации может быть неидеальным, даже если плотность ρ_1 и состав смеси будут близки к таковым для стехиометрической смеси твердого кислорода и жидкого водорода.

2. Плотность ρ_1 может быть менее 0,4 г/см³ вследствие слишком энергичного кипения жидкой смеси.

3. Состав смеси может иметь отклонение от расчетного вследствие более низкой плотности, однако фактический уровень жидкости был известен на основании данных контролирующей системы.

Можно было полагать, что состав смеси в молях составляет 1 : 2 и плотность ее 0,4 г/см³. Первое объяснение справедливо, поскольку экспериментальное давление $78\cdot10^7$ Па согласуется с наблюдаемой скоростью детонации ($D=2{,}3$ км/с) при $\rho_1=0{,}4$ г/см³; при этом отношение W/D для этой смеси должно равняться 0,35. Это соответствовало бы результатам для других конденсированных ВВ при аналогичной плотности и ориентировочным результатам, рассчитанным с помощью «универсальной» зависимости $\alpha(v)$.

Отношение наблюдаемой скорости детонации и идеальной $\frac{D}{D^*}=\frac{2{,}3}{3{,}5}$ указывает на то, что при детонации выделяется менее половины потенциальной энергии химической реакции, полагая, что первое объяснение является правильным. Такое низкое отношение D/D^* несовместимо с ожидаемой физической формой кислорода в смеси. Он может находиться в виде твердых частиц достаточно больших размеров, которые для реакции требуют относительно длительного промежутка

ТАБЛИЦА 4.7

Скорость детонации и детонационное давление для различных взрывчатых смесей

Смесь	Состав смеси	Плотность, г/см³	Скорость детонации, км/с	Давление детонации $1 \cdot 10^7$ Па	D/D^*	p_2/p_2^*
АС — ДТ	94:6	0,8	2,9	162	0,71	0,5
Жидкий кислород — твердый керосин	78:22	1,04	2,24	104	0,44	0,2
Твердый кислород — жидкий водород	8:1	0,4	2,3	78	0,66	0,44

времени, основанного на хорошо известном механизме поверхностного горения при детонации в таких смесях. К тому же, любая неоднородность смеси за счет несовершенства смешения будет приводить к неидеальности процесса детонации.

В предположении неидеальности процесса детонации были также получены результаты для смеси жидкого кислорода с твердым керосином. В этом случае, предполагая, что состав примерно соответствовал расчетному соотношению компонентов по массе 78 : 22, отношение $D/D^*=0,2$. Вряд ли стоит сомневаться в том, что состав смеси не был близким к расчетному. Поэтому неидеальность детонации является, очевидно, единственным приемлемым объяснением низких значений отношений D/D^* и p/p_2^* как для смесей твердого кислорода с жидким водородом, так и для смесей жидкого кислорода с твердым керосином (табл. 4.7).

Ранее [39] предполагали, что высокая чувствительность и наблюдаемые масштабы взрывов, происходящих при утечке двухкомпонентных ракетных топлив, должны быть, главным образом, приписаны реакциям в газовой фазе. Жидкие фазы с компонентом участвовали во взрыве в основном при разбрызгивании в результате энергичного кипения и распыления жидкостей. Однако переход горения в детонацию в самой жидкой фазе оказывается возможным, даже несмотря на то что трудно достичь этого из-за относительно низких давлений, развиваемых в результате газофазных взрывов. Совместимыми с этим предположением были такие факты: 1) сильные искровые разряды и электродетонатор № 8 не способны инициировать детонацию в смесях жидкого кислорода с твердым керосином; 2) большая длина преддетонационного участка (0,3 м от точки входа кумулятивной струи заряда-инициатора до точки инициирования детонации), полученная при успешном проведении испытания для смеси твердого кислорода с жидким водородом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ammann and Whitney, Inc., "Industrial Engineering Study to Establish Safety design Criteriafor Use in Engineering to Explosive Facilities and Operations Wall Response", Report submitted to Process Engineering Branch APMED, Picatinny Arsenal, April, 1963.

2. Barton G. C. "Spacial Resolution of External Detonation-Generated Plasmas", Ph. D. Thesis, University of Utah, Department of Metallurgy, June, 1964.

3. Bauer A., M. A. Cook, and L. A. Rogers, "Ionization Waves from Free Surfaces of Detonating Explosives", (paper presented at Western Division Meeting Combustion Institute, Berkeley, California, Sept., 1961).

4. Belliveau L. J. "Presentation at the Tri-Partite Conference", U. S. Naval Ordnance Laboratory, White Oak, Maryland, September, 1962.

5. Bethe H. A., K. Fuchs, J. von Neumann, R. Peierls, and W. G. Penney, "Shock Hydrodynamics and Blast Waves", AECD-2860, October 28, 1944, Los Alamos Scientific Laboratory.

6. Boyer D. W., *J. Fluid Mech., 9,* 401, 1960.

7. Brockbank S. M. "Pressure Characteristics of a Spherical Blast Wave", Ph. D. Thesis, University of Utah, Department of Metallurgy, June, 1966.

8. Brode H. L. "A Calculation of the Blast Wave from a Spherical Charge of "TNT", RM-1965 (DDC No. AD 144 302), 21 August 1957, The Rand Corp., Santa Monica, California.

9. Brode H. L. *J. Appl. Phys., 26,* 766, 1955.

10. "Canadian Observations on 20 Ton TNT Explosion", Draft Copy, Suffield Experimental Station, Ralston, Alberta, Canada, January, 1961.

11. Cole R. H. *Underwater Explosions,* Interscience Publishers, Inc., New York, 1948.

12. Cook M. A., A. G. Funk and R. T. Keyes, "Chemical Factors in External Detonation-Generated Plasmas", Third ONR Symposium on Detonation, Princeton University, Princeton, New Jersey, Sept. 26-28, 1960.

13. Cook M. A. and L. L. Udy, IRECO Chemicals Report dated 17 December 1962, Contract EHF A-Eng-62-2.

14. Courant R., and K. O. Friedrichs, *Supersonic Flow and Shock Waves,* Interscience Publishers, Inc., New York, 1948.

15. Duff R. E. and E. E. Houston, "Measurements of Chapman-Jouguet Pressure", Second ONR Symposium on Detonation, Washington, D. C., Feb., 1955.

16. Fisher E. M. and J. F. Pitman, "Air Blast from the Detonation of Small TNT Charges", U. S. Naval Ordnance Laboratory, NOLTR 2890, 1953.

17. Friedman M. P. *J. Fluid Mech., 11,* 1-15, 1961.

18. Gilmore R. M. "Equilibrium Composition and Thermodynamic Properties of Air to 24,000°K", U. S. Air Force Project Rand, RM-1543, 24 Aug. 1955.

19. Glass I. I. and J. G. Hall, *J. Appl. Phys., 28,* 424-25, 1957.

20. Goodman H. J. "Computed Free-Air Blast Data on Bare Spherical Pentolite", Ballistic Research Laboratory, BRL 1092, Feb., 1960.

21. Hikita T., T. Asaba, and K. Yoneda, "Study of Explosive-Produced Shock Wave", Laboratory of Explosives, University of Tokyo, Tokyo, Japan, May 1, 1956.

22. Hilsenrath J. and C. W. Beckett, "Thermodynamic Properties of Argon-Free Air", National Bureau of Standards, Report No. 3991, April, 1955.

23. Hirschfelder J. O. "Thermodynamic Properties of Air II", University of Wisconsin, NOrd 9938, Task WIS-1-A, Dec., 21, 1948.

24. Kirkwood J. and S. R. Brinkley, Jr., "Theory of the Propagation of Shock Waves from Explosive Sources in Air and Water", U. S. Office of Scientific Research and Development, OSRD 4814, 1945.

25. Lui F. F. and T. W. Berwin, *Rev. Sci. Instr., 29,* 14, 1958; *Am. Rocket Soc., 28,* 83, 1958.

26. Makino R. and R. Shear, "Unsteady Spherical Flow Behind a Known Shock Line", Ballistic Research Laboratory, BRL 1154, Nov., 1961.

27. Neumann J. von, and R. D. Richtmyer, *J. Appl. Phys. 21,* 232, 1950.

28. Olson W., and J. Wenig, "A Double-Charge Technique to Measure Face-on Blast", Ballistic Research Laboratory, BRL 1347, May 1961.

29. Rudlin L. "Measurements of Airshock Pressures from 8-lb. TNT Spheres of Various Densities at Ambient Pressures", U. S. Naval Ordnance Laboratory, NOLTR 63-13. 21. January 1963.

30. Rudlin L. "Results of Photographic Observations of Pentolite Hemispheres at Ambient Conditions", Part I *in On the Origin of Shockwaves from Condensed Explosions in Air,* U. S. Naval Ordnance Laboratory, NOLTR 62-182, Nov. 9, 1962.

31. Shardin H. "Measurement of Spherical Shock Waves". Pure and Appl. Math., New York University, Vol, VII, [illegible], pp. 223-243.
32. Shear R. E. "Detonation Properties of Pentolite", Ballistic Research Laboratory, BRL 1159, Dec., 1961.
33. Shear R. E. and B. D. Day, "Tables of Thermodynamic and Shock Front Parameters for Air", Ballistic Research Laboratory, BRL 1206, May, 1959.
34. Shear R. E. and E. Q. Wright, "Calculated Peak Pressure-Distance Curves for Pentolite and TNT", Ballistic Research [illegible]atory, BRL 1423, August, 1962.
35. Sultanoff M. and G. McVey, "Shock Pressures at and Close to the Surface of Spherical Pentolite Inferred from Optical Measurements", Ballistic Research Laboratory, BRL 917, 1954.
36. Taylor G. I. *Proc. Roy. Soc.*, A186, 1946, pp. 273-292.
37. Taylor G. I. *Proc. Roy. Soc.*, A200, 1950, pp. 235-247.
38. Udy L. L. and M. A. Cook, ("Explosion") Pressure of Liquid Hydrogen/Liquid Oxygen, IRECO Contract No NAS8-5.058, Sept. 25, 1962, for NASA.
39. Vance R. W. and W. M. Duke, *Applied Cryogenic Engineering*, John Wiley & Sons, Inc., N. Y., 1962; R. W. Vance, *Cryogenic Technology*, John Wiley & Sons, Inc., 1963.
40. Wecken F., Z. Angew, *Math. Mech. 30*, 271, 1950.

5. ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН И МОЩНОСТИ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

5.1. ДАВЛЕНИЕ ИЛИ ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ И МЕТОДЫ ИХ ИЗМЕРЕНИЯ

При распространении ударной волны по невозмущенной среде все ее характеристики могут быть выражены уравнением состояния через один какой-либо параметр. Например, давление, температура и массовая скорость могут быть выражены через скорость ударной волны.

Поскольку любые возмущения в воде даже низкого давления распространяются в виде ударных волн и вода является прозрачным веществом, процесс распространения ударной волны в воде можно исследовать с помощью покадровой и щелевой киносъемки. При этом предполагается, что вода используется как «датчик давления» для измерения импульсных давлений, включая и пиковые давления детонационных волн в конденсированных ВВ.

Ударную адиабату воды определяли такие исследователи, как Кирквуд, Монтроль и Ричардсон [30], Ричардсон, Аронс и Хальверсон [34], Аронс и Хальверсон [2]. В обоих работах они пользовались экстраполяцией *P—V—T* данных для воды, полученных Бриджменом в статистических экспериментах. По-видимому, наиболее надежная экстраполяция данных Бриджмена была выполнена Снэем и Розенбаумом [36], которые использовали недавно полученные данные [5] для воды до давления $365 \cdot 10^7$ Па и для льда до давления $5 \cdot 10^9$ Па.

Другой подход использован в работе Уолша и Райса [37]. Согласно их методу интенсивную плоскую ударную волну генерировали в алюминиевой пластине детонацией слоя ВВ, находящегося первоначально в контакте с пластиной. Затем из алюминиевой пластины ударную волну перепускали в воду. Еще более сильные ударные волны в алюминиевом экране создавали ударом по экрану тонкой алюминиевой пластиной, разогнанной до высокой скорости продуктами взрыва заряда.

Используя сверхскоростной фоторегистр, разработанный Уолшем с сотрудниками, авторы измерили скорость ударной волны в воде в зависимости от давления в алюминиевом экране. Далее, используя условие равенства давления и массовой скорости в воде и алюминии на границе раздела, они определили ударную адиабату воды. При определении ударной адиабаты воды необходимо учитывать возможность ее фазового превращения в ударной волне. Это исследовалось в работах [33, 36]. Согласно работе [36], ударная адиабата переохлажденной воды близка к ударной адиабате частично замерзшей воды. Поэтому скорость ударной волны существенно не изменится, если произойдет замерзание воды.

Считая, что прозрачность воды будет уменьшаться при ее частичном замерзании вследствие различия коэффициентов преломления воды и льда, авторы работы [33] выполнили специальные опыты по исследованию прозрачности ударносжатой воды в интервале давления $(3\div10)10^9$ Па. Изменения прозрачности не наблюдалось, хотя результаты расчетов указывали на такую возможность, так как динамическая P—T зависимость пересекалась с кривой плавления. Сделан вывод, что время пребывания воды в условиях ударного сжатия недостаточно для ее замерзания, если бы оно и могло произойти.

Использование воды в качестве «датчика давления» предполагает пересчет измеренного давления в воде на давление в контактирующей среде, т. е. в падающей ударной волне.

Для измерения давления «методом аквариума» Холтон [27] использовал два способа пересчета. Первый копировал результаты Римана, изучавшего переход ударной волны через границу раздела в среду с меньшим волновым импедансом. Во втором способе использовалось уравнение Горансона [22], учитывающее неравенство волновых импедансов контактирующих сред,

$$p_i = \frac{1}{2}\, p_t \left(1 + \frac{\rho_i V_i}{\rho t V_t}\right), \tag{5.1}$$

где p — давление; ρ — начальная плотность среды; V — скорость ударной волны, индексы i и t означают соответственно падающую и проходящую ударную волну.

Теоретическое рассмотрение показало, что это уравнение справедливо в том случае, если отраженная волна от границы раздела является слабой ударной волной. Однако Холтон установил, что результаты расчетов первым способом и по уравнению (5.1) хорошо согласуются между собой. Таким образом, по уравнению (5.1) можно рассчитать давление в падающей волне независимо от того, является ли отраженная волна ударной или волной разрежения.

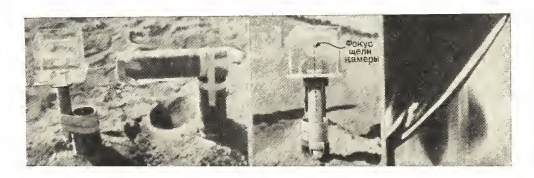
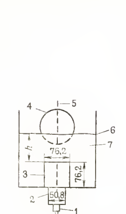


Рис. 5.1. Экспериментальное устройство и образец фоторегистрограммы при измерении p, $\frac{V_f}{2}$ (или u) и V методом аквариума



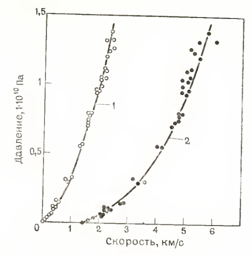


Рис. 5.2. Схема проведения опытов по измерению скорости ударной волны в воде и вободной поверхности в направлении оси заряда:

1 — промежуточный детонатор; *2* — активиый заряд из состава В; *3* — генерирующий удариую волну заряд из состава В, *4* — коитур подсветки; *5* — проекция щели фоторегистрирующей камеры; *6* — поверхиость раздела вода — воздух; *7* — вода

Рис. 5.3. Зависимости давления от массовой скорости (*1*) и скорости ударных волн в воде (*2*)

Третий, практически прямой метод был использован Куком, Кейесом и Урзенбахом [16]. По этому методу (рис. 5.1) ударные адиабаты плексигласа и воды были получены прямым одновременным измерением скорости ударной волны и скорости свободной поверхности вещества.

5.1.1. Метод аквариума

Известны обычные гидродинамические уравнения, связывающие параметры ударной волны:

$$p - p_i = \rho_i V u \approx p; \tag{5.2а}$$

$$\frac{u}{V} = \left(1 - \frac{\rho_i}{\rho}\right) \tag{5.2б}$$

и приближенное соотношение

$$u \approx \frac{V_f}{2}, \tag{5.3}$$

где V_f — скорость свободной поверхности; u — массовая скорость. Уравнение (5.3) выражает основной постулат теории Горансона, который сводится к тому, что скорость свободной поверхности в момент выхода на нее ударной волны равна удвоенной массовой скорости за фронтом волны.

Из уравнений 5.2а, 5.2б и 5.3 следует, что достаточно измерить два параметра, чтобы найти все остальные. Суть метода аквариума для определения ударных адиабат воды, плексигласа и других прозрачных веществ заключается в одновременном измерении скоростей ударной волны и свободной поверхности при выходе ударной волны на свободную поверхность среды. Скорость ударной волны и свободной поверхности определяли с помощью фоторегистра с вращающимся зеркалом и использованием диффузионной подсветки (взрывная аргоновая вспышка). Скорость и давление в ударной волне у свободной поверхности варьировались либо изменением высоты h слоя воды (рис. 5.2), либо изменением давления детонации заряда-генератора. В работе использовались заряды достаточной длины, так что скорость свободной поверхности (среды) была постоянной на относительно большом расстоянии, что позволяло измерять ее с высокой точностью.

На рис. 5.3 приведены зависимости p от u или p от $\frac{V_f}{2}$ и p от V.

Измерения были выполнены не только при высоких давлениях, но и при низких, т. е. для случая слабых ударных волн. Для плексигласа наши данные оказались на 10% ниже данных Колебурна.

На рис. 5.4 приведены зависимости p—D для плексигласа и шести жидкостей, включая воду.

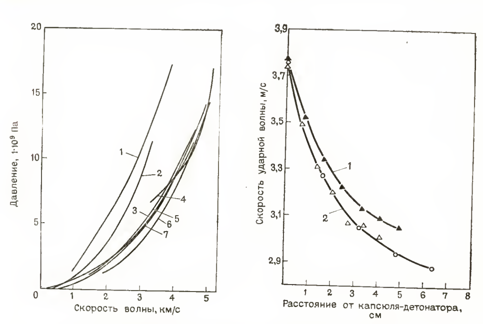


Рис. 5.4. Зависимости давления от скорости ударных волн:
1 — четыреххлористый углерод; *2* — сероуглерод; *3* — метиловый спирт; *4* — глицерин; *5* — бензол; *6* — плексиглас; *7* — вода

Рис. 5.5. Зависимость скорости ударной волны в плексигласе при взрыве утопленного (*1*) и открытого (*2*) капсюля-детонатора

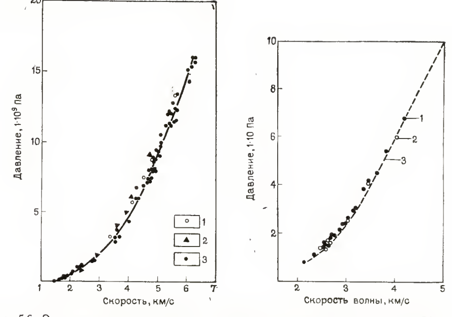


Рис. 5.6. Экспериментальные зависимости давления ударных волн от их скорости в воде по данным Уолша и Райса (*1*), Снея и Розенбаума (*2*) и Кука (*3*)

Рис. 5.7. Экспериментальные зависимости давления от скорости ударной волны: *1* — нитрометан; *2* — 20%-ный раствор хлористого натрия при температуре 27 °C; *3* — эмпирическая зависимость Тейта

На рис. 5.5 показано затухание ударной волны, вызванной взрывом капсюля-детонатора в блоке плексигласа. Верхняя кривая соответствует полному заглублению капсюля в плексиглас, нижняя — расположению капсюля на поверхности блока.

На рис. 5.6 приведено сравнение зависимости *p—D,* полученной в нашей работе с использованием метода аквариума для воды и в работах [36] и [33]. Как видно, соответствие между сравниваемыми результатами вполне удовлетворительное. Однако при более точном измерении давления детонации или ударных волн методом аквариума наблюдаются небольшие отличия, которые могут оказаться важными. Например, данные [36] проходят несколько правее, чем данные [33], и измеренные с их помощью давления будут несколько меньше, чем с использованием данных [33] (примерно на 5—6% при давлении около $1 \cdot 10^{10}$ Па).

На рис. 5.7 проиллюстрировано применение метода аквариума для определения ударных адиабат различных жидкостей, в частности для нитрометана, широко используемого в экспериментах по изучению перехода ударной волны в детонационную, и для 20%-ного водного раствора поваренной соли, имеющего такую же сжимаемость, как и нитрометан.

5.2. СРАВНЕНИЕ ИЗМЕРЕННОГО ДАВЛЕНИЯ НА ФРОНТЕ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ С ВЫЧИСЛЕННЫМ ДЕТОНАЦИОННЫМ ДАВЛЕНИЕМ

Поскольку метод аквариума позволяет «измерять» давление во фронте ударной волны по давлению в воде (p_{iw}) и теории Горансона, то его можно применить и для определения давления во фронте детонационной волны p_f. Схема опыта приведена на рис. 5.8. Для определения давления p_f сначала измеряют начальную скорость ударной волны в воде (непосредственно у торца заряда) V_{iw}, затем по рис. 5.3 находят p_{iw}, после чего по уравнению Горансона (уравнение 5.1) вычисляют p_f. При этом уравнение (5.1) принимает вид

$$p_f = \frac{1}{2} p_{iw} \left(1 + \frac{\rho_1 D}{\rho V_{iw}} \right), \qquad (5.1а)$$

где ρ_1 — плотность ВВ; D — скорость детонации ВВ; ρ — плотность воды; $(\rho V)_{iw}$ — начальный импеданс воды.

Кроме технического достижения, связанного с появлением точного и надежного метода давления во фронте детонации p_f, отметим еще один момент. Необходимо знать, каково соотношение между давлением p_f, определяемым методом аквариума, и давлением продуктов детонации в плоскости Чепмена—Жуге p_2, вычисленным с той же точностью по гидродинамической теории детонации с использованием измеренной скорости детонации, т. е. обратным методом.

Модель Зельдовича — Неймана — Деринга [38] предсказывает равенство $p_f \approx 2p_2$. С другой стороны, из модели детонационной «головы» [9] следует, что $p_f = p_2$ для случая идеальной детонации. При большом отклонении от идеальной детонации в работе [9] предполагалось, что отношение p_f/p_2 может быть значительно меньше единицы. Действительно, в этой работе было отмечено, что профиль плотности в неидеальной газовой детонации, рассчитанный Кистяковским и Киддом, указывает на выполнение неравенства $p_f/p_2 < 1$. Вместо «пика давления» расчеты Кистяковского и Кидда показывают на падение давления от плоскости Чепмена — Жуге до детонационного фронта.

Рис. 5.8. Схема проведеиия опытов по измереиию осевой скорости (и давлеиия) проходящей ударной волиы, геиерируемой в воде при детонации методом аквариума:

1 — окно для нзмерення скорости детонацин; *2* — проекция щелн фоторегистра; *3* — контур подсветки; *4* — стеклянный аквариум; *5* — вода; *6* — подставка, поддержнвающая заряд

5.2.1. Отношение p_f/p_2 при идеальных режимах детонации

О распространении детонации в идеальном режиме часто судят по отсутствию зависимости экспериментально измеряемой скорости детонации D от диаметра заряда d. Обычно определяется зависимость $D(d)$. Если эта зависимость выходит на плато с постоянным значением $D=D_*$, начиная с $d=d_*$, то считают, что при $d \geqslant d_*$ детонация становится идеальной (D_* — идеальная скорость и d_* — предельный диаметр детонации).

В табл. 5.1 приведены результаты измерения p_f и D для идеальной детонации некоторых ВВ с точностью $\pm 4\%$. Отношение p_f/p_2 изменяется от 0,85 (для смеси 80/20 гексоген/NaCl при $d_*=25{,}4$ мм) до 1,1 в литом ТНТ (наше значение p_2^* для литого ТНТ может быть за-

ТАБЛИЦА 5.1

Измеренные значення пикового давления во фроите идеальиой детонационной волны $\left(\frac{D}{D^*} \approx 1\right)$

ВВ	Число опытов	Плотность, г/см^3	Диаметр, см	Скорость D, км/с	p_{iw}, $1 \cdot 10^8$ Па	p_f, $1 \cdot 10^8$ Па	$\frac{p_f}{p_2}$
Гексогеи	4	1,21	2,53	6,48	105	134	0,97
	1	1,18	3,77	6,75	89	118	0,91
	1	1,21	4,40	6,67	94	123	0,90
	3	1,18	5,05	6,74	108	135	1,04
	1	1,10	6,30	6,40	94	112	0,98
	1	1,13	7,62	6,62	97	119	0,98
Смесь 80% гексогеиа с 20% NaCl	1	1,32	2,53	5,79	85	110	0,85
	1	1,30	4,40	6,20	87	115	0,98
	1	1,28	5,00	6,20	92	119	1,01
Тротил (размер частиц от 0,208 до 0,295 мм) (от 2,362 до 3,327 мм) (от 3,327 до 4,699 мм)	2	0,86	3,80	4,50	51	50	0,98
	4	0,98	5,05	4,56	52	51	0,95
	2	0,84	7,62	4,46	52	49	1,00
	1	0,97	16,10	4,88	60	63	1,00
	2	0,99	25,30	5,01	64	68	1,01
HBX-1	1	1,75	5,0	7,16	116	190	1,00
Состав B	2	1,68	5,0	7,80	140	230	1,00
Пеитолит 50/50	5	1,65	5,00	7,50	134	214	0,98
Тротил (литой)	2	1,58	10,00	6,88	106	176	1,10
Тетрил	3	1,20	5,00	6,24	79	106	0,96

Примечаине.
Согласно А. Н. Афанасенкову, в СССР первым давление детонации измерял А. Н. Дремин с сотрудниками в 1963 г. В этой ссылке также указывается, что Ф. А. Баум и другне использовали метод вквариума. Кук, Пак и Макэван [17] опублнковали результаты измерення давления детонации на три года раньше А. Н. Дремнна, а Холтон опнсал метод аквариума на пять лет раньше, чем Ф. А. Баум.

нижено), ее среднее значение составляет $0,987 \pm 0,031$ (с учетом значения p_f/p_2). Этот результат свидетельствует о постоянном давлении в зоне реакции, что ранее предсказывалось «плазменной» моделью детонации, однако в 50-х годах, когда эти измерения были уже сделаны, другие исследователи [19, 20, 22, 32] получили более высокие значения p_f для состава В. Некоторое различие (около 5%) может быть связано с выбором калибровочной кривой $p(V)$ для воды, но даже с учетом этого, а также разницы в плотности и содержании компонентов, имеющее место различие в 5 раз превышает указанное.

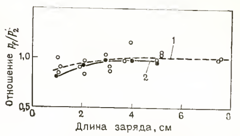


Рис. 5.9. Зависимость отношения p_f/p_2^* от длины заряда:
1 — состав В ($p_2^*=28 \cdot 10^9$ Па; $\rho=1,84$ г/см³); *2* — специальный состав ($p_2^*=25 \cdot 10^9$ Па; $\rho=1,68$ г/см³)

Функ провел повторное исследование с зарядами состава В большего размера (состав В в этом случае состоял из 60 частей гексогена, 40 частей тротила и 1 части воска вместо прежнего состава 65 : 35 : 1). Он затем привел все результаты от $p_f = 243 \cdot 10^7$ Па при $\rho = 1,67$ г/см³ до $256 \cdot 10^8$ Па при $\rho = 1,7$ г/см³ к плотности $\rho = 1,68$ г/см³ для сравнения с данными других авторов. Полученный им результат $(2495+15) \cdot 10^6$ Па был на 8,5% выше результата Кука, Пака и Макэвана [17] и на 20% ниже результата Дила [20].

Различие в плотности зарядов учитывалось соотношением

$$\frac{p_2(\rho_1')}{p_2(\rho_1'')} = \frac{\rho_1' D'^2}{\rho_1'' D''^2}, \tag{5.4}$$

которое получено в предположении, что $W/D = \text{const}$; Функ также изучил влияние длины заряда на давление p_f. На рис. 5.9 приведены полученные им результаты для состава В при 4,3 см и специального взрывчатого вещества при $d = 5$ см.

Во всех опытах в качестве промежуточного детонатора использовали шашки прессованного гексогена диаметром 1,24 см и длиной 2,54 см. Разброс точек отражает трудности измерения D_{iw} при малой длине l. Важно отметить, что при всех значениях l отношение p_f/p_2 не превышает единицы, при малых значениях l оно даже меньше единицы.

5.2.2. Отношения p_f/p_2 и p_f/p_2^* при неидеальных режимах детонации

Чтобы сравнить значения p_f и p_2 при неидеальной детонации, воспользуемся приближенным соотношением, связывающим p_2 с p_2^*:

$$\left(\frac{p_2}{p_2^*}\right)_{\rho_1} = \left(\frac{DW}{D^* W^*}\right)_{\rho_1} \approx \left(\frac{D}{D^*}\right)^2. \tag{5.5}$$

Оно позволяет использовать при этом сравнении вычисленные параметры идеальной детонации p_2^* и D^*. Соотношение (5.5) получено в пред-

положении, что отношение W/D одинаково как в идеальном, так и в неидеальном режиме детонации (при постоянной плотности). Обычно это предположение не вызывает возражений, поскольку во многих случаях применяется более приближенное предположение о том, что для конденсированных ВВ независимо от плотности отношение W/D постоянно и составляет 0,25. Последнее предположение широко используется в технологии ВВ, однако было доказано, что оно некорректно. Это подтверждается и данными, приведенными на рис. 5.10, полученными методом аквариума. Хотя эти данные указывают, что нельзя во всех случаях использовать приближение $W/D=0{,}25$, тем не менее справедливость предположения $(W/D)_{\rho_1}=(W^*/D^*)_{\rho_1}$, используемого в уравнении (5.5), сохранится.

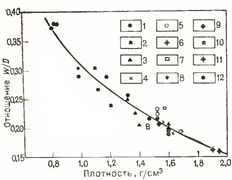


Рис. 5.10. Зависимость отношения W/D или $p_2/\rho_1 D^2$ от плотности ВВ (получена по измеренным D, p_2 и ρ_1 в открытых зарядах диаметром 12,7 см и длиной 76,2 см):

1 — смесь АС — ДТ; *2* — ПВС (сухая); *3* — водосодержащее ВВ, сенснбнлнзированное бездымным порохом; *4* — водосодержащее ВВ с бездымным порохом н алюмнннем; *5* — водосодержащее ВВ с тротнлом; *6* — водосодержащее ВВ с тротнлом; *7* — водосодержащее ВВ с гранулированным составом В; *8* — смесь аммначной селитры с составом В (50/50); *9* — водосодержащее ВВ с составом В н алюмнием; *10* — водосодержащее ВВ с тротилом и хлоратом натрия; *11* — водосодержащее ВВ с тротилом, алюмнннем и перхлоратом натрия; *12* — ПВВС, сенснбнлнзированиая алюмииием

В табл. 5.2 приведены результаты изучения режима неидеальной детонации для ряда ВВ, полученные Куком, Кейесом и Урзенбахом [16]. Там же приведены отношения p_f/p_2, вычисленные с помощью p_f и p_2 и уравнения (5.5). Как видно, отношение p_f/p_2 изменяется от 0,87 до 1,12, его среднее значение составляет $1{,}023\pm0{,}05$.

Таким образом, по данным табл. 5.2 можно сделать вывод, что давление в зоне реакции детонационной волны является постоянным, т. е. не изменяется по крайней мере от фронта волны до плоскости Чепмена — Жуге. Напомним, что давление в плоскости Чепмена — Жуге p_2, вычислялось, а давление во фронте волны p_f измерялось методом аквариума.

Данные табл. 5.2 показывают, что степень неидеальности процесса детонации невелика, во всех случаях отношение $D/D^*\geqslant0{,}6$. Длина зоны реакции a_0 для тротила с частицами размером от 3,327 до 4,699 мм составляет примерно 15 см. Это наибольшее значение a_0 для изученных ВВ. Для этого ВВ отношение $p_f/p_2=0{,}9$ даже при наименьшем диаметре заряда — 7,62 см ($d_{кр}=5{,}1$ см).

Для смеси АС/ТНТ (50/50) при $d=2{,}254$ см отношение p_f/p_2 также меньше единицы. Для рассмотренных ВВ детонационный фронт сильно искривлен: радиус кривизны для зарядов ТНТ диаметром 7,62 см составляет 6 см, а для смеси 50/50 АС/ТНТ при диаметре 2,54 см — 2,5 см.

При измерении D_{iw} и p_{iw} для длинных зарядов, например, в работе [16] использовались заряды с отношением $l/d\approx4$, при этом трудно-

ТАБЛИЦА 5.2

Измеренные значения p_f, расчетные отношения p_f/p_2^* и p_f/p_2 для неидеальных режимов детонации

ВВ	Размер частиц, мм	Число опытов	Плотность, г/см³	Диаметр, см	Скорость D, км/с	p_f, $1\cdot10^8$ Па	$\left(\frac{D}{D^*}\right)^2$	$\frac{p_f}{p_2^*}$	$\frac{p_f}{p_2}$
Тротил	3,327—4,699	1	1,00	7,62	4,41	46	0,77	0,69	0,90
		2	1,01	10,00	4,65	61	0,85	0,87	1,02
		1	1,01	12,35	5,00	69	0,92	0,90	0,98
		1	1,00	15,90	4,80	66	0,92	0,88	0,96
		4	0,99	20,30	5,01	59	1,01	0,97	0,90
Тротил	2,362—3,327	2	0,99	7,62	4,51	57	0,81	0,84	1,04
		2	1,01	10,00	4,82	66	0,91	0,93	1,02
Тротил	1,651—2,362	2	0,95	5,00	3,73	40	0,10	0,64	1,07
		3	0,99	7,62	4,67	58	0,81	0,87	1,07
		2	0,99	10,00	4,80	64	0,92	0,94	1,02
Гексогеи		1	1,10	1,25	5,83	89	0,83	0,78	0,94
оратол 65/35		1	2,35	5,00	5,15	116	0,85	0,74	0,87
Литой амматол		1	1,53	4,80	5,55	102	0,74	0,75	1,01
50/50	<0,417	1	1,53	7,60	6,04	121	0,94	0,89	0,95
Литой амматол	<0,208	1	1,58	4,80	5,72	120	0,76	0,84	1,10
		1	1,58	7,62	6,23	145	0,89	1,00	1,12
Смесь аммначиой селитры с тротилом 50/50		3	0,97	2,54	2,95	24	0,37	0,35	0,94
		3	0,97	3,81	3,64	37	0,54	0,55	1,02
		5	0,98	5,04	4,08	48	0,66	0,67	1,02
		7	0,96	10,00	4,57	62	0,86	0,91	1,06
		6	0,96	15,20	4,76	67	0,95	1,00	1,05
		2	0,96	20,40	4,80	58	0,96	1,00	1,04
		4	0,94	25,10	4,88	69	1,00	1,08	1,08

Среднее $1{,}023\pm0{,}05$

стей практически не возникало. В качестве иллюстрации на рис. 5.11 приведена фотограмма опыта методом аквариума для заряда диаметром 25 см и при $l/d=6$. Видно, что значение D постоянно на расстоянии около 8 см, т. е. значение D_{iw} легко измерить. Исходя из данных, приведенных на рис. 5.10, Иоганссон и Перссон [29] установили связь между плотностью ВВ ρ_1 в начальных условиях и плотностью продуктов детонации ρ_2 в плоскости Чепмена — Жуге:

$$\rho_2=0{,}14+1{,}26\rho_1 \quad \text{так как} \quad \frac{W}{D}=1-\frac{\rho_1}{\rho_2}.$$

После подстановки получаем

$$\frac{W}{D}=\frac{0,14+0,26\rho_1}{0,14+1,26\rho_1}.$$

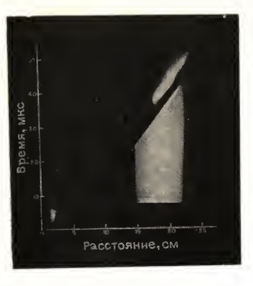


Рис. 5.11. Фотограмма опыта по измерению давления детонации методом аквариума (тротил, размер частиц 3,327—4,699 мм, диаметр заряда 25,3 см)

Это уравнение показывает, что отношение W/D изменяется от 0,24 при $\rho_1=2$ г/см³ до 0,31 при $\rho_1=0,75$ г/см³, т. е. значение $W/D=0,25$ является ориентировочным.

На рис. 5.10 приведены значения W/D, равные 0,16 и 0,38 соответственно для промышленных водосодержащих ВВ и взрывчатых смесей. Таким образом, реальная зависимость W/D—ρ_1 идет более круто, чем зависимость, рекомендуемая в работе [29]. Можно сказать, что соотношение Иоганссона и Перссона полезно при рассмотрении ВВ, близких по составу, но не для всех ВВ.

В работе [29] также приведено соотношение, рекомендованное Кемлетом и Джекобсом,

$$\frac{\rho_2}{\rho_1}=1,47-0,05625\rho_2.$$

Рассчитанная по нему кривая зависимости W/D от ρ_1, имеет несколько меньший наклон, чем по зависимости, приведенной Иоганссоном и Перссоном.

5.2.3. Измерение p_f и D и определение отношения p_f/p_2 для смесей АС — ДТ и водосодержащих взрывчатых веществ

Наиболее ярким примером детонации, весьма далекой от идеальной, является детонация смесей АС—ДТ в зарядах без оболочки и в меньшей степени детонация водосодержащих ВВ, сенсибилизированных тротилом. Измерения p_f для этих ВВ, а также для других водосодержащих ВВ и промежуточного детонатора из прокора были выполнены методом аквариума Бауэром и Куком [3]. Результаты приведены в табл. 5.3. Как видно, при отсутствии оболочек на зарядах отношение p_f/p_2^* довольно низкое для смеси АС—ДТ и всех водосодержащих ВВ. Для смеси АС—ДТ оно составляет лишь 0,34. При наличии стальной оболочки отношение p_f/p_2^* увеличивается примерно в 2,5 раза (до 0,88) для смеси АС—ДТ и в меньшей степени (примерно в 1,4 раза) для других ВВ.

Однако неидеальная детонация имела место даже в тяжелых стальных оболочках, имеющих внутренний диаметр 12,7 см.

ТАБЛИЦА 5.3

Измеренные значения D и p_f и вычисленные отношения p_f/p_2^* и p_f/p_2 для смесей АС — ДТ и водосодержащих ВВ

ВВ	Плотность, г/см³	Диаметр заряда, см	Условия проведения опыта	Число опытов	Скорость детонации, км/с	p_f	$\left(\frac{D}{D^*}\right)^2$	$\frac{p_f}{p_2^*}$	$\frac{p_f}{p_2}$
Смесь АС — ДТ	0,82 0,82 0,82 0,82	12,7 12,7 12,7 25,4	О Т Ш Ш	5 2	2,77 3,93 3,56 4,02	14 38	0,43 0,88	0,34 0,88	0,79 1,00
Водосодержащее ВВ ДБА-1, сенсибилизированное тротилом	1,52 1,52	12,7 12,7	О Т	5 1	4,90 5,12	85 103	0,59 0,64	0,57 0,69	0,97 1,08
Водосодержащее ВВ гидромекс, сенсибилизированное тротилом	1,52	12,7 25,4	Ш Ш		5,18 6,15		0,65 0,92		
Водосодержащее ВВ ДБА-2, сенсибилизированное тротилом	1,68 1,60	12,7 12,7	О Т	2 2	5,50 5,27	97 111	0,65 0,65	0,54 0,71	0,83 1,09
Водосодержащее ВВ ДБА-3, сенсибилизированное составом В	1,58 1,58 1,58 1,58	12,7 12,7 5,1 5,1	О Т О Т	4 2 3 2	5,80 6,18 5,30 5,90	126 172 101 134	0,72 0,83 0,63 0,75	0,70 0,95 0,56 0,75	0,97 1,14 0,89 1,00
Прокор 3С (вещество типа состава В)	1,68	7,6	О	3	7,60	224	0,95	0,98	1,03

Примечание.
О — заряды в бумажной оболочке толщиной 1,6 мм;
Т — заряды в стальной оболочке (толщина стенки труб с внутренним диаметром 12,7 см составляла 9,5 мм, а труб с внутренним диаметром 5,1 см — 6,35 мм);
Ш — заряды в скважине.

Для смеси АС—ДТ в бумажной оболочке толщиной 12,7 мм отношение p_f/p_2 в пяти опытах составило $0{,}79 \pm 0{,}07$. В случае стальной оболочки толщиной 9,5 мм (при $d = 12{,}7$ мм) p_f/p_2 в двух опытах было равным $1{,}0 \pm 0{,}04$.

Для взрывчатой смеси ДБА-1 (водосодержащая смесь с 19% ТНТ) отношение p_f/p_2 составило $0{,}965 \pm 0{,}05$ для зарядов без оболочки (пять опытов) и 1,09 при наличии стальной оболочки (один опыт). Для другой смеси ДБА-2 (АС : НН : ТНТ = 1 : 1 : 1) отношение в тех же условиях составило соответственно 0,83 (два опыта) и 1,09 (два опыта).

У вещества ДБА-3 (водосодержащее ВВ, сенсибилизированное составом В) отношение p_f/p_2 0,89 при $d = 5{,}08$ см и 0,97 при $d = 12{,}7$ см,

а при наличии стальной оболочки толщиной 6,3 мм соответственно 1,0 и 1,14.

Заслуживает внимания заметное увеличение отношения p_f/p_2 при наличии стальной оболочки по сравнению с бумажной, особенно для смеси АС—ДТ. Этот эффект можно объяснить следующим образом. Скорость звуковой (или упругой) волны в стали равна 6,1 км/с и превышает нормальную скорость неидеальной детонации для всех исследованных ВВ (см. табл. 3). Разность 6,1—D наибольшая для смеси АС—ДТ, несколько меньшая — для водосодержащих ВВ с тротилом и небольшая — для водосодержащих ВВ, сенсибилизированных составом В. Таким образом, довольно интенсивная упругая волна в стальной оболочке всегда опережает фронт детонационной волны, что приводит к усилению детонационной волны, т. е. к увеличению значений D и p_f. Этот эффект должен наблюдаться даже при использовании водосодержащих ВВ, сенсибилизированных составом В, поскольку эффективная ширина зоны реакции примерно соответствует диаметру заряда, и отраженные от стенок оболочки ударные волны при падении детонационного фронта на оболочку проникают внутрь зоны реакции и сталкиваются на оси заряда перед плоскостью Чепмена — Жуге. Исходя из вышеизложенного, значения отношения p_f/p_2 должны соответствовать данным, полученным при детонации зарядов без оболочек или в тонкой бумажной оболочке. Если это верно, то предположение, сделанное несколько лет назад при разработке метода аквариума, а именно, что отношение p_f/p_2 может быть заметно меньше единицы (в частности, вблизи критического диаметра детонации), получает экспериментальное подтверждение в измерениях для смеси АС—ДТ и водосодержащих ВВ.

5.3. ЗНАЧЕНИЯ p_f/p_2, ИЗМЕРЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДОВ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ И МЕТАНИЯ ПЛАСТИНЫ

Как уже отмечалось, измерения p_f для состава В (65 частей гексогена, 35 частей тротила и 1 часть воды) с использованием генератора плоской волны и алюминиевых пластин [20, 23, 32, 33] дали результаты, заметно превосходящие те, которые были получены методом аквариума для состава В (60/40/1), а именно $p_f=292\cdot10^8$ Па при $\beta_1=1{,}714$ г/см^3 (D=7,991 м/с) против $p_f=25\cdot10^9$ Па при $\rho_1=1{,}68$ г/см^3. Конечно, состав 65 : 31 : 1 имеет более высокое значение p_2^*, чем состав 60 : 40 : 1 при этой же самой плотности. Учет этого обстоятельства с использованием уравнения (5.4) дает поправку на 8%, но все-таки остается разница в $15\cdot10^8$ Па между данными работы [16] и [19]. Еще большая разница наблюдается в работах Даффа и Хаустона [22] и Мэллори и Джекобса [32]. Авторы работ [22] и [32] обнаружили «пик» на зависимости скорость свободной поверхности — толщина пластины x. Экстраполяция, например, данных [22] к $x=0$ дает значение $p_f=36\cdot10^9$ Па, что на 24% превышает результат Дила. Это несоответствие становится понятным при рассмотрении предположений, принятых в работах [9, 16]: 1) в случае тонких пластин условия, которыми пользовались Дафф и Хаустон и Мэллори и Джекобс при пересчете

профиля волны в алюминиевой преграде на профиль детонационной волны, не выполняются; 2) в методике с генератором плоской волны в зарядах исследуемых ВВ всегда возбуждается детонация.

5.3.1. Анализ соотношения «несоответствия импедансов» для случая тонких пластин

Использование тонких пластин для измерения давления во фронте детонации подвергалось критике [19] на том основании, что соотношение «несоответствия» импедансов неприменимо в случае тонких пластин, т. е. оно нарушается, когда толщина пластины x становится меньше, «чем эффективная длина детонационной волны». Здесь имеет место некоторая аналогия с принципом неопределенности в квантовой механике.

Клей [6, 7] и Функ изучали распространение ударных волн через тонкие пластины, заключенные между двумя плексигласовыми блоками. Некоторые фрагменты покадровой фотосъемки процесса приведены на рис. 5.12. Видно, что теория Горансона неприменима для очень тонких пластин, а именно результаты исследования с такими пласти-

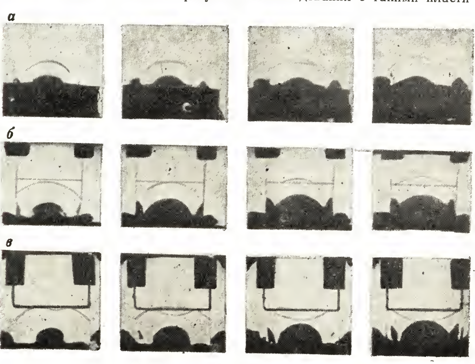


Рис. 5.12. Ударная волна и отражение ее от латунной пластины, помещенной между двумя плексигласовыми блоками:
а — x=0,05 мм; *б* — x=0,25 мм; *в* — x=1,55 мм

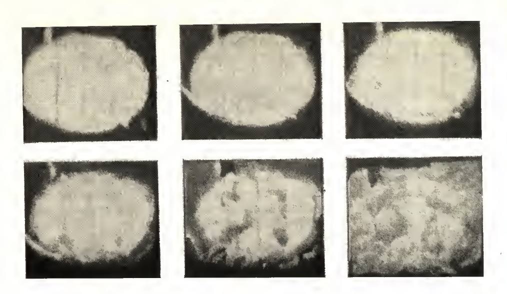


Рис. 5.13. Разрушение латунной пластины продуктами детонации аммотола 40/60

нами авторы [22, 32] экстраполировали на нулевую толщину для определения p_f.

Клей [6] в качестве генератора ударной волны применял заряд литого пентолита 50/50 диаметром 2,54 см и длиной 15,24 см. На заряд помещали сборку из двух плексигласовых блоков диаметром 7,62 см и высотой соответственно 5,08 и 2,54 см. Между блоками вставляли латунную пластинку диаметром 7,62 см и толщиной 0,05; 0,25 и 1,55 мм. В случае пластины толщиной 0,05 мм в некоторых опытах плексигласовые блоки меняли местами.

Установлено, что при толщине латунной пластины 0,05 мм ударная волна проходит через нее так, как будто ее и нет. При желании можно заметить какой-то намек на отражение. При $x=0{,}25$ мм наблюдается отраженная ударная волна, которая по интенсивности несколько меньше, чем проходящая волна. И наконец, при $x=1{,}55$ мм наблюдается отраженная ударная волна, более сильная, чем проходящая. В этом случае выполняется соотношение «несоответствия» импедансов, т. е. справедлива теория Горансона.

Следует отметить, что фронт детонационной волны не является идеально плоским в микроскопической шкале (характерная длина — толщина тонкой пластины), даже когда она образуется с помощью генератора плоской волны. На рис. 5.13 показано разрушение латунной пластины толщиной 0,05 мм под действием плоской волны заряда аммотола диаметром 5,08 см. Разрушение начинается спустя 2 мкс после прохождения ударной волны. В нормальной шкале пластина толщиной 0,005 см оказывается много толще тех пластин, результаты измерений с которыми экстраполировались Даффом и другими на $x=0$ для получения p_f.

5.3.2. Эффект пересжатия от генератора плоской волны в зарядах малой длины

Устойчивая детонационная волна имеет не только постоянную скорость, но также и постоянную кривизну детонационного фронта с радиусом кривизны R_m. Было показано, что R_m не может превышать значения 3,5d даже при идеальной детонации [9, 14, 15]. Кроме того, постоянная кривизна фронта устанавливается в зарядах с $l \geqslant R_m$. Радиус кривизны устойчивой детонации в составе В составляет примерно 3,5d. Кроме того, фронт детонационной волны всегда быстро перестраивается независимо от формы фронта, первоначально возникшей при инициировании детонации, к фронту нормальной детонации. Например, когда детонация инициируется как входящая волна, т. е. совпадает по форме с инициирующей волной, фронт детонационной волны быстро приобретает обычную сферическую форму. При этом образуется пересжатие в волне, которое увеличивается к оси заряда или к центру волны. Этот эффект пересжатия был использован для ускорения частиц сравнительно с режимом нормальной детонационной волны [15].

Плоская детонационная волна может рассматриваться как частный случай входящей волны относительно устойчивой сферической детонационной волны или неустойчивой, которая могла бы существовать в течение времени образования головы детонации в случае симметричных точек инициирования. Поэтому плоская детонационная волна имеет тенденцию к образованию пересжатого детонационного режима.

Неустойчивый и «пересжатый» характер детонационной волны в плосковолновом генераторе может быть связан с наличием скачка скорости ударной волны в воде вблизи заряда диаметром 20 см (метод аквариума), который обусловливает нелинейность следа ударной волны (на фотографиях, см. рис. 1 из [20]) на начальном участке, не превышающем 3 мм.

В противоположность этому заметного изменения в скорости ударной волны в воде не наблюдалось для заряда низкоплотного ТНТ грубого помола диаметром 25,4 см на расстоянии порядка 8 см.

По-видимому, в этом заключается принципиальное объяснение различия в результатах Функа и Дила для состава В, т. е. в методе Дила оперируют с неустойчивыми детонационными волнами, а в методе Функа — с устойчивыми.

Какова степень пересжатия детонационной волны в методе Дила, неизвестно. В этом отношении интересны результаты, доложенные сотрудниками Лос-Аламоской школы на 5-м Международном симпозиуме по детонации [25].

Ривад, Венебл, Фикетт и Дэвис [25], используя радиографический метод и заряды с чередующимися металлическими пластинками из фольги (заряд «зебра», предложенный автором еще в 1934 г. [9]), определили давление в продуктах детонации на расстоянии 50 и 100 мм за фронтом детонационной волны состава В-3 (смесь 60% гексогена и 40% ТНТ) плотностью 1,73 г/см^3 непосредственным измерением W. Они наблюдали увеличение давления от $268 \cdot 10^8$ Па при 50 мм до $282\times$

$\times 10^8$ Па при 100 мм за фронтом волны, но вывели произвольно среднее давление $275 \cdot 10^8$ Па.

Экстраполяция этих результатов к плотности 1,68 г/см^3 с помощью уравнения (5,4) дает величину $254 \cdot 10^8$ Па, Функ же измерил $250 \times \times 10^8$ Па.

Прямая, соединяющая их экспериментальные точки методом наименьших квадратов, проходит через точки $263 \cdot 10^8$ Па при 40 мм и $280 \cdot 10^9$ Па при 100 мм. Экстраполяция ее к $x=0$ дает значение $p_f = 252 \cdot 10^8$ Па. Пересчет по уравнению (5.4) на плотность 1,68 г/см^3 дает $p_f = 232 \cdot 10^8$ Па, что находится в удовлетворительном согласии с данными Кука, Пака и Макэвана [17]. Кроме того, увеличение давления с расстоянием за фронтом волны указывает на наличие пересжатия.

Дэвис и Венебл [25], изучая детонацию состава В-3 новым методом «отражения света», получили $p_f = (312 \pm 5)\, 10^8$ Па. Однако в их методе волна была сильно пересжата, что, например, видно из зависимости скорости свободной поверхности от расстояния от оси заряда вдоль радиуса. На оси $V_f = 3{,}52$ км/с, а на расстоянии 35 мм от оси $V_f = 3{,}32$ км/с. По нашему мнению, это пересжатие связано с использованием генератора плоской волны и зарядов небольшой высоты.

Джемисон и Хаукинс [25] для измерения давления детонации использовали методики Дила. Они не смогли зафиксировать детонационного пика и поэтому сделали заключение, что зона реакции настолько узкая, что измеряемое давление есть p_2. Работа этих исследователей подобна работам Уолша и Райса, Даффа и Хаустона и др., так что к их результатам следует относиться, так же как и к данным перечисленных авторов, с осторожностью. Джемисон и Хаукинс получили для давления детонации в зарядах из ТНТ плотностью 1,63 г/см^3 величину $(195 \pm 5)\, 10^8$ Па. Наши измерения $176 \cdot 10^8$ Па при $\rho_1 = 1{,}58$ г/см^3, что в пересчете на $\rho = 1{,}63$ г/см^3 дает $187 \cdot 10^8$ Па, что всего лишь на 4% ниже, чем данные Джемисона и Хаукинса. Однако для состава В они определили значение $(312 \pm 5)\, 10^8$ Па по сравнению с известными данными $(268 \pm 6)\, 10^8$ Па и $(275 \pm 4)\, 10^8$ Па, полученными радиографическим методом.

Черет и Вердес [25] изучали радиографическим методом сферическую детонацию в зарядах типа «зебра», приготовленных из состава В. Их данные показывают наличие прямоугольного профиля давления за фронтом волны в каждом секторе заряда «зебра», что следует из постоянства зависимости $t(R)$ при $R_0 \geqslant 0{,}9$.

Ридон и Аскт [25] использовали метод аквариума и метод плоской волны для измерения давления детонации в зарядах диаметром 7,2 см и толщиной соответственно 1,27; 2,54; 5,08 и 11,4 см. Они получили, например, при $l = 11{,}4$ см для тротила плотностью 1,638 г/см^3 $p = (195 \div 201)\, 10^8$ Па, а для состава В-3 плотностью 1,729 г/см^3 значение $p = (294 \div 302)\, 10^8$ Па. Из данных следует увеличение отношения $p/p_{\text{ном}}$ с длиной заряда от 0,93 до 1,0 без выхода на постоянное значение.

В заключение отметим, что калибровочная ударная адиабата воды, предложенная Куком, Кейсом и Урзенбахом, позволяет измерять

давления примерно на 5% ниже истинных, а в опытах с плосковолновым всегда осуществляется пересжатый режим детонации. Приведенный анализ объясняет различие между нашими данными (метод аквариума) и данными исследователей Лос-Аламоской лаборатории (генератор плоской волны).

Результаты измерения методом аквариума давления как идеальной, так и неидеальной детонации показали, что в дтонационной волне отсутствует зона повышенных давлений, химический пик, предсказываемый моделью Зельдовича — Неймана — Деринга и отношение p_f/p_2 может быть значительно меньше единицы вблизи критического диаметра.

5.4. МАКСИМАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ ВЗРЫВА СМЕСЕЙ АС — ДТ, АММИАЧНОЙ СЕЛИТРЫ С АЛЮМИНИЕМ, ВОДОСОДЕРЖАЩИХ ВВ И ВОДОСОДЕРЖАЩИХ ВЗРЫВЧАТЫХ СМЕСЕЙ

Максимальная энергия, заключенная в веществе, обычно называется энергией ВВ (силой). В данном разделе дан обзор теоретических и экспериментальных методов определения энергии и краткое их описание. Обсуждается взаимосвязь между скоростью детонации, чувствительностью и мощностью смесевых ВВ, таких, как смеси аммиачной селитры с алюминием, водосодержащие ВВ и водосодержащие взрывчатые смеси. На примере водосодержащих взрывчатых смесей обсуждаются и иллюстрируются наилучшие современные методы управления плотностью составов, с тем чтобы регулировать энергию и эксплуатационные характеристики смесей, как приготовляемых на месте производства взрывных работ, так и изготовляемых на стационарных установках и затем закачиваемых в скважины.

5.4.1. Расчет энергии ВВ [9]

Теоретический анализ результатов измерения энергии ВВ показал, что она может быть идентифицирована как термодинамическая максимальная энергия (A), отдаваемая продуктами детонации:

$$A=\int_{v_i}^{v_f} p dv=Q-q, \qquad (5.6)$$

где Q — теплота взрыва; q — теплота, остающаяся в продуктах взрыва после совершения ими работы (после их расширения).

Простейшим методом интегрирования уравнения (5.6) для определения конечной температуры продуктов детонации после совершения работы является использование второго закона термодинамики с приближением

$$C_v dT=-p dv. \qquad (5.7)$$

Считая, что расширение продуктов является адиабатическим процессом, после подстановки выражения (5.7) в уравнение (5.6) получим

$$Q-q=-\int_{T_i}^{T_f} C_v dT=\overline{C}_v\,(T_i-T_f), \tag{5.8}$$

где $\overline{C_v}$ — средняя теплоемкость продуктов в интервале от начальной T_i до конечной (остаточной) температуры T_f.

Этот метод впервые применил Шмидт [35], однако он ошибочно считал $\alpha(v)$ постоянной величиной и поэтому несколько занизил значение механической эффективности ε, определяемой соотношением

$$\varepsilon=\frac{A}{Q}. \tag{5.9}$$

Уравнение для T_f, полученной при интегрировании уравнения (5.8), в адиабатическом случае имеет вид

$$\ln T_f=\ln T_i+\frac{R}{\overline{C}_v}\left[\ln\frac{v_i-\alpha_i}{v_f-\alpha_f}+\int_i^f\frac{d\alpha}{(v-\alpha)}\right]. \tag{5.10}$$

Видно, что Шмидт пренебрег последним членом в этом уравнении, однако этот член играет заметную роль при высоких плотностях заряжания ВВ.

Из-за отсутствия необходимых термодинамических данных для расчетов по уравнению равновесия в продуктах взрыва, содержащих, кроме атомов C—H—N—O, атомы Na, Ca, S, Al и др., рассмотренный выше теоретический метод определения A практически применить невозможно. Сравнение этой теоретической схемы с результатами измерений A по различным методикам является наилучшим способом оценки эффективности той или иной методики.

Энергия зависит от начальной плотности исходного ВВ следующим образом:

1) «механическая эффективность» ε в общем увеличивается с плотностью;

2) поскольку детонационное и «адиабатическое» давления повышаются с ростом плотности (между вторым и третьим порядком по плотности) и поскольку химическое равновесие часто сдвигается в сторону образования более высокоэнергетических соединений под действием давления, теплота взрыва Q сама может также заметно увеличиваться с повышением плотности;

3) скорость и полнота реакции часто понижаются с увеличением плотности, в особенности в окислительно-восстановительных смесях с относительно низкой чувствительностью. Эти осложнения со скоростью реакции, между прочим, приводят иногда к заключению, что водосодержащие ВВ мощнее при низких, чем при высоких плотностях. Это может соответствовать действительности, но только тогда, когда ВВ будет нечувствительным, т. е. практически непригодным к использова-

нию, и (или) при такой высокой плотности, когда реакция затухает. Этот эффект описан ранее и получил название пространственного катализа. Обычно малочувствительные ВВ могут детонировать только при низкой плотности и их детонационная способность резко снижается с увеличением плотности до критического значения. Скорость можно определить только экспериментально.

«Механическая эффективность» может быть оценена для взрывчатых веществ с атомами C—H—N—O, при детонации которых образуются только газообразные продукты, в предположении, что состав продуктов детонации не зависит от плотности. Осложнения возникают в том случае, когда заметная часть продуктов детонации находится в конденсированном состоянии.

Наибольшие трудности в интегрировании уравнений (5.6) и (5.8) для ВВ с атомами C—H—N—O и более сложных ВВ возникают в том случае, если продукты детонации содержат жидкие и твердые компоненты. Почему наличие «твердого остатка» вызывает трудности в интегрировании даже в том случае, если природа и концентрация его известна? Эксперименты показывают, что адиабатическое расширение происходит так быстро при тех высоких давлениях, которые обычно создаются при детонации ВВ, что термическое равновесие между твердыми и газообразными продуктами нарушается и, таким образом, часть энергии твердых продуктов не участвует в процессе. Другими словами, предположение об установлении термического равновесия между газообразными и конденсированными продуктами детонации оказывается неверным при вычислении интегральной работы вследствие отставания процесса охлаждения конденсированных продуктов от охлаждения газообразных. У твердых веществ конечная температура всегда выше, чем у газов.

Долгое время считалось, что быстрое охлаждение «замораживает» термодинамическое равновесие продуктов детонации мощных ВВ. Редко возникала необходимость в учете возможного влияния сдвига равновесия на величину интеграла работы.

Отсутствие термического равновесия между газообразными и твердыми продуктами детонации в ходе быстрого охлаждения при адиабатическом расширении стало очевидным из того факта, что ВВ, в продуктах детонации которых содержится много твердых веществ, всегда имеют меньшую энергию, чем та, которую они могли бы иметь при выполнении термодинамического равновесия.

5.4.2. Приближенные методы оценки энергии

Было предложено несколько простых методов оценки влияния «твердого остатка». Один из них заключается в предположении, что «твердый остаток» в процессе расширения продуктов отдает только половину той энергии, которую он отдал бы при наличии термического равновесия. Это предположение было проверено при статистическом изучении сотен данных «сейсмической» мощности ВВ, содержащих в продуктах различное количество твердых соединений. Результаты показали, что часть энергии, теряемой «твердым остатком» при расшире-

нии продуктов, заключена в интервале 25—50% общей энергии твердого остатка, т. е. приближенно разница температур между твердой и газовой фазой продуктов детонации составляет от $^1/_4$ до $^1/_2$ разности $T_i - T_f$.

Используя принцип «равноразделения» энергии и предположение, что теплоемкость твердого вещества на атом в 2 раза выше теплоемкости газа, выражение для механической эффективности ε, определяемой уравнением (5.9), можно представить в следующем виде:

$$\varepsilon = f(\rho_1, g, s) \approx \varepsilon_1(\rho_1)\, \varepsilon_2(g, s); \tag{5.11}$$

$$\varepsilon_2 = \frac{(g+s)}{(g+ms)}. \tag{5.12}$$

Для ε_2 остается справедливым отношение

$$\varepsilon_2 = \frac{A_{\text{набл}}}{A_{\text{выч}}}, \tag{5.13}$$

где $A_{\text{выч}}$ — вычисленное значение A для случая термического равновесия; $A_{\text{набл}}$ — эмпирическая величина максимальной работы продуктов, g и s — число всех атомов соответственно в газообразных и твердых продуктах на 1 кг: $\varepsilon_1(\rho_1)$ — величина, получаемая из уравнения (5.9) при условии, что интегрирование уравнения (5.8) выполнено в предположении наличия термического равновесия между твердыми и газообразными продуктами детонации. Коэффициент m подбирается из условия совпадения величин ε_2, вычисленных по уравнениям (5.12) и (5.13).

Для иллюстрации оценки ε_2 рассмотрим реакцию

$$2Al + 3NH_4NO_3 \longrightarrow 6H_2O + 3N_2 + Al_2O_3.$$

В данном случае $g=24$ и $s=5$, так что $\varepsilon_2=0{,}85$ при $m=2$ и $\varepsilon_2=0{,}92$ при $m=1{,}5$.

Для реакции

$$2Al + NH_4NO_3 \longrightarrow 2H_2 + N_2 + Al_2O_3$$

$g=6$ и $s=5$, так что $\varepsilon_2=0{,}69$ при $m=2$ и $\varepsilon_2=0{,}82$ при $m=1{,}5$.

Аналогичное по составу водосодержащее ВВ может содержать примерно 14% воды, так что его распад протекает по реакции

$$2Al + 3NH_4NO_3 + 2{,}66H_2O\,(ж) \longrightarrow 8{,}66H_2O\,(г) + 3N_2 + Al_2O_3$$

и $\varepsilon_2=0{,}88$ при $m=2$ и $\varepsilon_2=0{,}935$ при $m=1{,}5$.
Для реакции

$$2Al + NH_4NO_3 + 1{,}2H_2O\,(ж) \longrightarrow 1{,}2H_2O\,(г) + 2H_2 + N_2 + Al_2O_3$$

$\varepsilon_2=0{,}745$ при $m=2$ и $\varepsilon_2=0{,}85$ при $m=1{,}5$.

В классификации ВВ к классу I относятся составы, энергия единицы массы которых не зависит от плотности. Представителем этого класса является смесь АС—ДТ (94/6), в которой состав продуктов детонации практически не зависит от плотности. К классу II относятся такие ВВ, как гексоген и ЭДНА, у которых как ε_1, так и состав продуктов зависит от плотности. ТНТ относится к классу III, у него ε_1, ε_2 и состав продуктов существено зависят от изменения плотности.

На рис. 5.14 приведена зависимость Q от содержания горючих добавок для трех водосодержащих ВВ, двух водосодержащих взрывчатых смесей и смеси АС — ДТ. Там же приведена точка для алюминизированного водосодержащего ВВ, сенсибилизированного 20% ТНТ, для которого на оси абсцисс отложено содержание одного только алюминия.

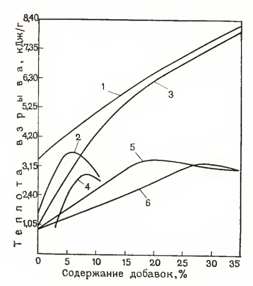


Рис. 5.14. Зависимость расчетной теплоты взрыва от содержания горючих добавок в водосодержащих ВВ и водосодержащих взрывчатых смесях:

1 — водосодержащее ВВ, в состав которого входит алюмииий, 20 частей ТНТ, 14 частей воды и 0,5 части загустителя; *2* — смесь АС — ДТ; *3* — простейшая взрывчатая смесь (17 частей итрата иатрия, 3,2 части серы, 15 частей воды и 0,5 части загустителя); *5* — водосодержащее ВВ, сенсибилизированиое тротилом с 15% воды и 0,5% загустителя; *6* — водосодержащее ВВ, сенсибилизированиое бездымиым порохом с 15% воды и 0,5% загустителя

Хотя для достижения максимального значения Q для этих составов требуется различное содержание горючих добавок, этот максимум практически всегда соответствует составу с нулевым кислородным балансом (расчет на CO_2 и H_2O). Причем значение Q примерно одинаково для всех высококачественных горючих добавок (как взрывчатых, так и невзрывчатых), за исключением алюминия. Для составов с алюминием Q не имеет максимума при нулевом кислородном балансе, а возрастает с увеличением содержания алюминия. Это связано с тем, что алюминий способен отнимать кислород от CO_2 и H_2O. Реакции $2Al+3H_2O \longrightarrow Al_2O_3+3H_2$ и $3CO_2+4Al \longrightarrow 2Al_2O_3+3C$ имеют тепловой эффект соответственно 7,4 и 9,07 кДж. В этом состоит объяснение более высокого значения Q (и энергии) тритонала 80/20 с высоким отрицательным кислородным балансом по сравнению с тротилом. По этой же причине водосодержащие ВВ обладают большой энергией, несмотря на отрицательный кислородный баланс, а также добавление алюминия повышает энергию водосодержащего ВВ, сенсибилизированного тротилом, для которого кислородный баланс сильно отрицателен даже в отсутствии алюминия.

5.4.3. Измерение работоспособности современных взрывчатых смесей

Ниже описываются общеизвестные методы измерения работоспособности бризантных ВВ, начиная со старых методов времен широкого распространения динамитов и кончая методами, применяемыми для изучения современных относительно нечувствительных взрывчатых смесей и водосодержащих ВВ.

В методе баллистической мортиры [9, 26] используется баллистический маятник с мортирой у его основания, которая метает зарядами испытываемых ВВ тяжелый снаряд. Заряд испытываемого ВВ помещают в камеру мортиры и взрывают. Снаряд выстреливается непосредственно в маятник и вызывает его отклонение. Из основных механических законов сохранения вычисляются (по отклонению маятника) импульс и энергия, сообщенные снаряду продуктами детонации. Баллистическая мортира является точным инструментом, однако к ее недостаткам следует отнести следующие:

1) слишком малая масса взрываемого заряда (5—20 г для мортиры Дюпона и несколько больше для мортиры Горного Бюро), что не дает возможности изучать такие составы, как смеси АС—ДТ и водосодержащие ВВ, большинство из которых полностью реагируют только в больших диаметрах заряда; 2) начальное состояние, которое необходимо для вычисления интеграла работы, соответствует нереально низкой плотности заряжения, а именно заряд должен занимать всего лишь 2—5% объема камеры. Это особенно нежелательно, поскольку при таких низких плотностях заряжания теплота взрыва часто оказывается слишком низкой вследствие заметной диссоциации энергетических продуктов детонации (таких, как H_2O и CO_2) при низких работоспособности или давлении;

3) степень расширения, в течение которого совершается работа снарядами (и маятником), невелика и составляет

$$(v_i-\alpha_i)/(v_f-\alpha_f)\approx 0,1.$$

Механическая эффективность ε в этом случае составляет $0,2\div0,3$ по сравнению с $0,8<\varepsilon<1,0$ для бризантных ВВ, испытанных в шпуре.

Метод Трауцля [9, 26] лишен двух из трех недостатков баллистической мортиры, но у него есть свои специфические недостатки. В этом методе используется свинцовый цилиндр диаметром 200 мм и высотой 200 мм, имеющий осевое углубление с одного торца диаметром 25 мм и глубиной 125 мм (бомба Трауцля). 10 г исследуемого ВВ помещается на дно углубления и засыпается песком. После взрыва заряда внутри бомбы образуется полость. По объему полости определяется относительная работоспособность ВВ. Третий недостаток метода баллистической мортиры — ограниченные размеры заряда ВВ присущ также методу Трауцля. Однако начальное состояние ВВ и степень расширения полости (продуктов) являются более реальными, поскольку плотность заряжания практически равна единице, а степень расширения изменяется от 20 до 60 в зависимости от мощности ВВ.

Недостатками метода являются: 1) большая масса бомбы (примерно 70 кг); 2) высокая стоимость (перед каждым опытом бомба должна переплавляться и заново отливаться); 3) расширение хотя и адиабатическое, но непригодно для быстрого количественного анализа, который осуществляется в более точном методе баллистической мортиры. Все же, там, где было возможно сравнение, результаты испытаний методом Трауцля согласовывались с теоретическими значениями максимальной энергии.

Метод «купола брызг» [9, 18] основан на начальной скорости центра султана или «купола брызг», образующихся при взрыве заряда ВВ вблизи поверхности воды. Этот метод позволяет количественно оценить относительную работоспособность ВВ при использовании подходящего (известного) эталона. Для этого необходимо взрывать заряды фиксированных размеров и формы на строго фиксированной глубине. Наиболее приемлемыми считаются масса заряда 10 кг и глубина погружения его 3 м. Начальную скорость движения купола воды в его центре можно измерять с помощью покадровой киносъемки (со скоростью 64 кадра в секунду) или оценивать полуколичественно по максимальной высоте поднятия купола. Основной недостаток метода — отсутствие бассейнов воды достаточно больших размеров, чтобы исключить влияние отраженных от дна и берегов ударных волн.

Метод воронкообразования [8] является удобным методом измерения относительной работоспособности, но он имеет два недостатка: 1) высокая стоимость; 2) необходимость наличия однородного массива горных пород с одинаковыми свойствами. Необходим также эталон. Можно просто измерять относительный объем воронки, образуемой при взрыве зарядом известных размеров на глубине, пропорциональной критической глубине. По желанию, можно использовать и критическую глубину, лишь бы результаты были привязаны к соответствующему эталону. Очевидно, что нужно сделать не один взрыв, чтобы определить критическую глубину как для исследуемого ВВ, так и для эталонного. Высокая стоимость сдерживает широкое распространение метода воронкообразования для измерения работоспособности ВВ.

Сейсмический метод определения работоспособности [8] в принципе подобен вышеописанным в том смысле, что он позволяет использовать большие заряды и при этом определяется относительная, а не абсолютная работоспособность ВВ. Считается, что на сегодняшний день этот метод является самым экономичным. Заряды больших размеров взрываются при фиксированных условиях на определенном расстоянии (несколько десятков метров) от сейсмографа. Наилучшей средой для проведения испытаний является вода, но можно также использовать некоторые однородные твердые породы, например наносные отложения или песчанистый грунт. Вода удобна тем, что можно применять этот метод одновременно с методом «купола брызг», а также потому, что в этом случае стоимость работ оказывается наименьшей.

Важное значение имеет и качество измерительного устройства. В сейсмическом методе применяется сейсмометр фирмы ИРЕКО, который измеряет *скорость смещения грунта*. Максимальный выходной сигнал сейсмометра соответствует максимальной скорости смещения грунта в вертикальной плоскости (плоскость ориентации прибора). Установлено [31], что скорость смещения грунта V пропорциональна энергии заряда в степени $^2/_3$, т. е.

$$V = k' (WA)^{2/3}, \qquad (5.14)$$

где k' — эмпирическая константа; W — масса заряда; A — максимальная энергия.

14*

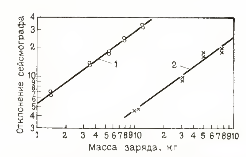


Рис. 5.15. Зависимость отклонеиий сейсмографа от массы заряда при взрыве взрывчатых смесей:

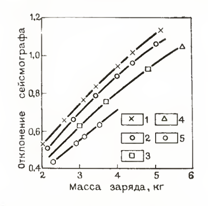
1 — смесь АС — ДТ; *2* — водосодержащее ВВ

Таким образом, «сейсмическая» энергия заряда должна изменяться как $V^{3/2}$. Поскольку этот закон точно не выполняется, то величина A, определяемая из уравнения (5.14), должна находиться из действительной зависимости $S(V)$ или $A/A_0(V)$ с использованием эмпирического уравнения

$$d = kW^m, \tag{5.15}$$

где d — измеряемая амплитуда сейсмического сигнала; m и k — эмпирические константы ($m=0{,}74$ для конкретных условий метода фирмы ИРЕКО).

На рис. 5.15 показана зависимость сейсмической амплитуды d от массы заряда W для двух ВВ: смеси АС—ДТ (94 : 6) и алюминизированного водосодержащего ВВ. На рис. 5.16 приведена зависимость относительной сейсмической амплитуды (d/d_0) от массы заряда для пяти водосодержащих ВВ. Приняв одно ВВ за эталон, например смесь 64% аммиачной селитры, 26% ТНТ и 10% воды, можно все зависимости (см. рис. 5.16) свести в одну путем умножения каждой на соответствующую эквивалентную массу или относительную работоспособность A/A_0. Эта кривая (рис. 5.17) позволяет установить относительную сейсмическую мощность для различных составов: водосодержащих ВВ,



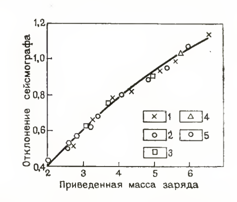


Рис. 5.16. Зависимость отиосительиого отклоиеиия сейсмографа от массы взрываемого заряда:

1 — водосодержащее ВВ «А»; *2* — водосодержащее ВВ «Б»; *3* — водосодержащее ВВ «Г»; *4* — взрывчатая смесь (64% ТНТ, 26% аммиачиой селитры и 10% воды); *5* — водосодержащее ВВ «В»

Рис. 5.17. Зависимость отиосительиого отклоиеиия сейсмографа от приведеииой массы заряда (взрыв заряда массой 5,7 кг из смеси, содержащей 64% ТНТ, 26% аммиачиой селитры и 10% воды):

1 — водосодержащее ВВ «А» (эквивалент 1,27); *2* — водосодержащее ВВ «Б» (эквивалент 1,2); *3* — водосодержащее ВВ «В» (эквивалент 0,9); *4* — водосодержащее ВВ «Г» (эквивалент 1,02); *5* — смесь 64% ТНТ, 26% аммиачиой селитры и 10% воды

водосодержащих взрывчатых смесей и сухих ПВС. Таким образом, относительная сейсмическая работоспособность зарядов массой W определяется как

$$\frac{S}{S_0}=\left(\frac{W}{W_0}\right)\left(\frac{d}{d_0}\right)^{1/m}. \qquad (5.16)$$

Подставив измеренное значение $m=0{,}74$ и эквивалентные массы для эталонного и исследуемого ВВ, получим

$$S=\left(\frac{d}{d_0}\right)_W^{1,35}=\frac{A}{A_0}. \qquad (5.16а)$$

5.5. ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ НА РАБОТОСПОСОБНОСТЬ

Во взрывчатых веществах, содержащих как невзрывчатое горючее, так и невзрывчатый окислитель (ВВ окислительно-восстановительного типа), скорость реакции ограничена диффузией и теплопроводностью, а также процессом поверхностной эрозии, характерным для гранулированных ВВ. Для таких ВВ скорость реакций в детонационной волне имеет сложный характер. Наиболее существенными факторами являются: размер частиц окислителя и горючего, плотность состава и наличие «горячих точек». Несмотря на то что реакция разложения является экзотермической, большая часть ее энергии разложения высвобождается тогда, когда избыток кислорода вступает в реакцию с горючим. Реакция может протекать либо в газовой фазе, либо на поверхности твердого горючего (в случае газообразного окислителя) или окислителя (в случае газообразного горючего). Это верно и для водосодержащих ВВ окислительно-восстановительного типа. Ситуация, конечно, меняется, если используется растворимое горючее. Ниже проиллюстрированы отличительные особенности водосодержащих составов, сенсибилизированных ВВ, с одной стороны, и составов, сенсибилизированных «горючим», или составов окислительно-восстановительного типа — с другой.

1. Для ВВВ, сенсибилизированных тротилом, скорость реакции имеет максимум при частицах тротила размером 1,168—1,651 мм [10, 12]. Это связано с тем, что скорость поверхностного горения, которая обычно повышается с увеличением удельной поверхности, в данном случае снижается вследствие реакции гашения, оказываемой сплошной водной фазой, окружающей гранулы ТНТ, и влияния столкновения ударных волн, которое наиболее эффективно при гранулах размером 1,651—3,327 мм.

Процесс поверхностного горения возрастает пропорционально общей поверхности контакта между зернами ВВ и водной средой, но есть и противоположный эффект, который вместе с процессом образования решетки «горячих точек», создаваемых в теле крупными частицами ТНТ, и обусловливает своеобразное влияние размера частиц на ско-

рость реакции в водосодержащих ВВ. Когда размер частиц традиционных ВВ уменьшается, т. е. увеличивается поверхность, то они реагируют еще быстрее и их чувствительность возрастает. Для водосодержащих ВВ, сенсибилизированных ТНТ с частицами размером 1,168—1,651 мм, скорость реакции и детонационная способность составов намного выше, чем при размере частиц ТНТ менее 0,208 мм, что противоречит предшествующим экспериментам. То же самое наблюдается и в случае водосодержащих ВВ, сенсибилизированных бездымным порохом. Оптимальная детонационная способность наблюдается при частицах бездымного пороха размером 0,542—0,833 мм. Наличие пористости не оказывает заметного влияния на детонационную способность водосодержащих составов, сенсибилизированных ВВ. Детонационная способность их возрастает с увеличением плотности составов и максимум детонационной способности соответствует максимально возможной плотности. Таким образом, эти составы работают лучше при более высоких давлениях, чем при низких. То, что водосодержащие составы, сенсибилизированные ВВ, могут детонировать при максимальной плотности, иллюстрируется следующим примером. Заряды ВВВ сенсибилизированного тротилом массой 4,536 и 226,8 т детонировали с полным выделением энергии в океане на глубине около 1,6 км.

2. В случае водосодержащих взрывчатых смесей, сенсибилизированных алюминием, наблюдается обычное влияние размера частиц, и детонационная способность этих составов увеличивается с увеличением удельной поверхности алюминия, аммиачной селитры и т. д. Кроме того, детонационная способность этих составов заметно повышается при наличии «горячих точек», которыми могут быть небольшие пузырьки воздуха, стабилизированные гидрофобным покрытием алюминия и на поверхности других компонентов [10, 11]. В то время как водосодержащие взрывчатые смеси, сенсибилизированные алюминием, при высокой концентрации небольших пузырьков воздуха, находящихся на поверхности твердой фазы и взвешенных в жидкой фазе, могут детонировать при относительно высокой плотности, все взрывчатые смеси окислительно-восстановительного типа имеют максимумы на зависимостях скорости детонации от плотности и зависимости выделяемой энергии от плотности. Причем во втором случае максимум наблюдается при более высокой плотности по сравнению с максимумом на первой зависимости. В зависимости скорости детонации от диаметра заряда максимум наблюдается при более высокой плотности, чем в зависимости чувствительности от диаметра заряда, что также является характерной особенностью большинства ВВ окислительно-восстановительного типа.

Эти эффекты объясняются процессом диффузии в газообразных продуктах детонации, который рассматривается как основной фактор, определяющий скорость детонации, поскольку скорость диффузии уменьшается с повышением плотности.

В случае водосодержащих составов, сенсибилизированных взрывчатыми соединениями, могут также наблюдаться максимумы на зависимости $D(\rho)$, поскольку диффузия все еще может являться ограничивающим фактором на конечных стадиях химической реакции, в которой

ведущим процессом является разложение окислителя. Для ВВВ, сенсибилизированных тротилом, детонационная способность всегда повышается с ростом плотности. Размер частиц окислителя при этом оказывает незначительное или вовсе не оказывает влияния на детонационную способность. Все это свидетельствует о том, что в основном только начальная стадия реакции, включающая первоначально только разложение взрывчатого сенсибилизатора на границе раздела твердой и жидкой фаз, и определяет детонационную способность состава. Другие же компоненты реагируют уже на завершающем этапе реакции детонации.

При работе в глубоких скважинах ВВВ, сенсибилизированные тротилом, имеют исключительное преимущество из-за их специфической особенности — увеличения чувствительности с плотностью. При использовании различных составов равной чувствительности при низких давлениях это ВВ будет более легко детонировать у дна скважины, где давление большее, чем у начала скважины.

Таким образом, ситуация противоположна той, которая наблюдается для окислительно-восстановительных смесей, например для водосодержащей взрывчатой смеси, сенсибилизированной алюминием. Чувствительность этого типа ВВ всегда уменьшается, иногда скачком с повышением давления. Хотя увеличение плотности часто существенно снижает чувствительность и скорость детонации водосодержащих смесей окислительно-восстановительного типа, это еще не означает, что оно будет оказывать отрицательное влияние и на максимальную энергию. Чувствительность зависит в основном от скорости реакции на начальном этапе разложения, т. е. непосредственно во фронте детонационной волны.

Напротив, стадия разложения, определяющая скорость детонации, есть сумма реакций, которые завершаются по оси заряда внутри «детонационной головы», т. е. области за фронтом волны, длина которой соответствует примерно диаметру заряда [9].

С другой стороны, максимальная энергия есть результат всех химических реакций, которые в конечном счете протекают при взрыве ВВ, причем часть из них может осуществляться и за пределами головной части детонационной волны. Скорость детонации может стать значительно ниже максимальной или идеальной скорости (т. е. $D/D^* \ll 1$), прежде чем энергия выделится при разложении ВВ. Это означает, что водосодержащая смесь окислительно-восстановительного типа может оказаться относительно нечувствительной и ее скорость значительно меньше «идеальной» и «гидродинамической» скорости, прежде чем начнется заметное падение ее работоспособности. Тем не менее, относительно нечувствительная водосодержащая смесь, сенсибилизированная алюминием, может часто иметь низкую мощность и «медленно» детонировать, если она характеризуется низкой чувствительностью, например, вследствие интенсивного сжатия у дна скважины шпура.

На рис. 5.18 приведена иллюстрация качественного влияния плотности на чувствительность, скорость детонации и работоспособность как для водосодержащих, так и для взрывчатых смесей «окислитель — горючее».

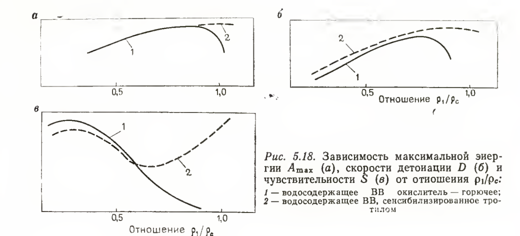


Рис. 5.18. Зависимость максимальной энергии A_{max} (*а*), скорости детонации D (*б*) и чувствительности S (*в*) от отношения ρ_1/ρ_c:
1 — водосодержащее ВВ окислитель — горючее; *2* — водосодержащее ВВ, сенсибилизированное тротилом

Повторим основные моменты.

1. Максимальные чувствительность и работоспособность водосодержащих составов, сенсибилизированных ВВ, наблюдаются при максимально возможной плотности ρ_c, но максимальная скорость детонации может достигаться и при несколько меньшей плотности. Уменьшение скорости после максимума с повышением плотности невелико.

2. Максимальная работоспособность водосодержащих смесей «окислитель — горючее» наблюдается при значительно более высокой плотности, чем максимальная скорость детонации, а последняя — при более высокой плотности, чем плотность, при которой наблюдается максимум чувствительности.

3. Максимальные чувствительность и работоспособность, а также максимум энергии тесно связаны со скоростью химической реакции, причем для смесей типа «окислитель — горючее» наиболее важными факторами являются размер частиц, наличие «горячих точек» и диффузия.

Хотя рис. 5.18 иллюстрирует тот факт, что максимум на графике зависимости A (ρ_1) для водосодержащих составов типа «окислитель — горючее» наблюдается при более высокой плотности, чем максимум на графике зависимости D (ρ_1), действительное значение ρ_1, соответствующее A_{max}, зависит от того, насколько хорошо сенсибилизирована водосодержащая взрывчатая смесь типа «окислитель — горючее». В случае водосодержащих взрывчатых смесей, сенсибилизированных алюминием, плотность, соответствующая A_{max}, может изменяться в широких пределах: от $0{,}95\rho_c$ до $0{,}6\rho_c$ в зависимости от диаметра заряда и степени сенсибилизации. При этом ρ_c — плотность состава без свободного пространства или «естественной» пористости.

При использовании в качестве сенсибилизатора тонкодисперсного гидрофобного алюминия и в зарядах большого диаметра работоспособность, по-видимому, соответствует теоретически максимальной работо-

способности при данной плотности, меньшей ρ_c. В случае крупного, необработанного или гидрофильного алюминия, который способен только инициировать начало детонации, работоспособность состава может быть значительно ниже теоретической или идеальной максимальной энергии даже при больших размерах заряда и при относительно низкой плотности, например, как указывалось выше, равной $0{,}6\,\rho_c$.

5.6. РЕГУЛИРОВАНИЕ ПЛОТНОСТИ И РАБОТОСПОСОБНОСТИ ВОДОСОДЕРЖАЩИХ ВЗРЫВЧАТЫХ СМЕСЕЙ

Для водосодержащих взрывчатых смесей, сенсибилизированных алюминием, плотность, соответствующая A_{max}, может изменяться от 0,95 до $0{,}6\,\rho_c$ в зависимости от размера заряда и степени сенсибилизации при больших диаметрах заряда. Выделение идеальной (или теоретически максимальной) энергии обычно возрастает с повышением плотности, поскольку механическая эффективность ε составляет величину, значительно меньшую единицы при низкой плотности, и становится единицей, а иногда и превышает ее при высокой плотности.

Чувствительность ВВВ часто заметно возрастает при его аэрации или газификации определенного компонента с образованием CO_2, N_2, O_2, а также с увеличением пористости вещества путем снижения его начальной плотности или просто введением «горячих» точек. Другими словами, если воздушные пузырьки на гидрофобной поверхности имеют небольшой размер, но их много, чувствительность может быть выше, чем у неаэрированного водосодержащего ВВ, даже если плотность несколько уменьшится после аэрирования. С другой стороны, чувствительность увеличивается при простом понижении плотности даже без влияния большого вклада «горячих» точек. Например, водосодержащая смесь, сенсибилизированная алюминием, поверхность которого является гидрофильной и не содержит прилипших пузырьков воздуха, будет сенсибилизироваться любой объемной аэрацией, достаточной для понижения плотности состава. Эффективная аэрация в этом случае должна осуществляться равномерно по всему объему водной фазы. С точки зрения получения максимальной работоспособности важно сначала обеспечить оптимум чувствительности тщательным контролем размера частиц, покрытием частиц гидрофобными добавками [10, 11] или другими методами повышения чувствительности, и только после этого прибегать к уменьшению плотности для сенсибилизации ВВ.

Это позволит использовать составы максимальной плотностью и обеспечит высокую работоспособность при тех уплотнениях, которые существуют, например, в скважинах глубиной 12 м. Чтобы изготовить водосодержащее ВВ, выделяющее при взрыве всю энергию и обладающее оптимальной чувствительностью, иногда необходимо, может быть, прибегнуть к контролю плотности состава, в частности, когда водосодержащие смеси типа «окислитель — горючее» используют в скважинах небольшого диаметра и (или) подвергают воздействию высоких давлений, какие бывают в донной части очень глубоких скважин.

5.6.1. Способы регулирования плотности составов и оптимальной работоспособности

Существует четыре способа регулирования плотности:

1) «естественное» аэрирование;

2) механическое аэрирование;

3) создание низкоплотных ВВ, содержащих вещества с включениями газа; примерами таких веществ являются «вспененные производные стирола», вермикулит и полые стеклянные шарики;

4) химическая газификация.

Все эти способы используются в промышленном производстве ВВ [1, 11, 24, 28].

В водосодержащих ВВ типа сларри всегда имеется некоторая «остаточная» аэрация, от которой невозможно избавиться. Однако ее влияние может быть либо уменьшено для повышения чувствительности водосодержащих составов, сенсибилизированных грубодисперсными ВВ, либо увеличено для повышения чувствительности и работоспособности в водосодержащих смесях типа нитро-карбо-нитратов. Содержание воздуха в последних ВВ может составлять (15±5) % по объему в зависимости от таких факторов, как пористость и поверхностная смачиваемость твердых компонентов, природа и степень загущения и структурирования. Естественная аэрация контролируется с точностью ±0,01 $см^3/см^3$.

Применение способа механической аэрации не представляет трудностей, особенно при изготовлении ВВ на месте производства взрывных работ [13] и при смешении с предварительно загущенным раствором. Применение способа механической аэрации позволяет уменьшить плотность приблизительно на 25% по сравнению с плотностью, соответствующей естественной аэрации.

Низкоплотные твердые ВВ, содержащие газовые включения, введенные химическим или механическим способом, такие, как пенополистирол, вермикулит, стеклянные шарики, могут быть использованы с хорошими результатами. Однако этот способ не дает такого повышения чувствительности при данном снижении плотности, как способ механического аэрирования.

Слияние газовых пузырьков и полная потеря газа водосодержащим составом, сопровождающаяся увеличением плотности и снижением чувствительности, могут происходить в газифицированных водосодержащих ВВ так же, как в желатин-динамитах. Преимущество пенополистирола, вермикулита и стеклянных шариков, конечно, состоит в том, что они позволяют сохранить данную плотность в упакованном водосодержащем составе сравнительно долгое время.

Химическое газифицирование наиболее легко применимо и поддается регулированию при изготовлении ВВ на месте производства взрывных работ, где оно имеет некоторые преимущества. Особенно важно регулирование плотности, если желательно достигнуть низкой

плотности ВВ, например, в верхней части скважинного заряда, или получить высокую концентрацию энергии в нижней части заряда.

При повышении давления плотность аэрированных водосодержащих смесей типа нитро-карбо-нитратов увеличивается (чувствительность уменьшается). Поэтому, применяя эти составы в условиях высокого давления, можно иногда нарушить контроль плотности, обеспечивающий надлежащую работоспособность, даже в случае хорошо сенсибилизированных водосодержащих смесей типа нитро-карбо-нитратов. Таким образом, важно знать, какое влияние оказывает давление на детонационную способность водосодержащих смесей типа нитро-карбо-нитратов, в особенности, когда их применяют в глубоких скважинах небольшого диаметра.

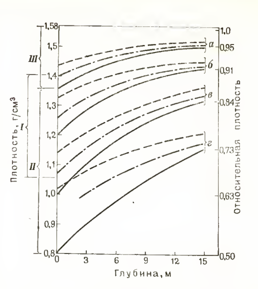


Рис. 5.19. Зависимость плотности ВВ у дна скважины от ее глубины для ПВВС (максимальная плотность $\rho_c = 1,58$ г/см³):

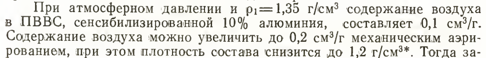
I — механическое аэрирование; *II* — химическая газификация или управление плотностью за счет твердых пористых материалов; *III* — естественное аэрирование; сплошные линии — заряд без забойки в сухой скважине; пунктирные линии — над зарядом столб воды высотой 3,05 м; штрих-пунктирные линии — над зарядом столб песка высотой 3,05 м

На рис. 5.19 приведена зависимость плотности водосодержащей взрывчатой смеси, сенсибилизированной 10% алюминия, от глубины. Эта смесь только в случае естественной аэрации или небольшой механической аэрации при атмосферном давлении имеет плотность около 1,35 г/см³. Она широко используется в скважинах диаметром 15 см и более, глубина которых достигает 18 м.

Зависимости плотности ρ_1 от глубины d, обозначенные буквой a, рассчитаны для ВВ только с естественной аэрацией. Рассмотрены три случая:

1) сухие скважины без забойки;
2) скважины с трехметровым слоем воды над зарядом;
3) скважины с трехметровым слоем песка над зарядом.

Для заряда высотой 15 м, засыпанного слоем песка толщиной 3 м, плотность ВВ в нижней части скважины составляет 1,52 г/см³, что на 4% ниже максимальной плотности ρ_c. При наличии песчаной забойки этот тип водосодержащих ВВ дает удовлетворительные результаты при использовании в скважинах диаметром 15 см и более, но не может применяться в скважинах меньшего диаметра.



При атмосферном давлении и $\rho_1 = 1,35$ г/см³ содержание воздуха в ПВВС, сенсибилизированной 10% алюминия, составляет 0,1 см³/г. Содержание воздуха можно увеличить до 0,2 см³/г механическим аэрированием, при этом плотность состава снизится до 1,2 г/см³*. Тогда за-

висимость относительной плотности ρ_1/ρ_c от глубины для скважинного заряда водосодержащей взрывчатой смеси высотой 15 м и без забойки показывает, что относительная плотность состава изменяется от 0,76 в верхней части заряда до 0,91 в донной части заряда, так как давление возрастает от $1\cdot10^5$ Па наверху заряда до $3{,}3\cdot10^5$ Па в донной части его. При этом максимальном давлении хорошо сенсибилизированная водосодержащая взрывчатая смесь с 10% алюминия имеет еще достаточную детонационную способность, чтобы «работать» с максимальной эффективностью в скважинах диаметром 10 см и более и глубиной не более 18 м.

Дальнейшего снижения относительной плотности ρ_1/ρ_c уже нельзя достичь способом естественного и механического аэрирования. Для этого можно использовать химическую газификацию состава или применять низкоплотные смеси с воздушными включениями.

Однако необходимо отметить, что эти способы вовсе не обязательно применять для зарядов диаметром 10 см и более до тех пор, пока эффективное гидростатическое давление в нижней части заряда не превысит давления, эквивалентного давлению столба воды высотой 24 м.

В то же время некоторое регулирование плотности, помимо естественного аэрирования, необходимо для зарядов диаметром от 10 до 15 см и применяющихся под давлением, превышающим давление столба воды высотой 15 м.

Кривые *в* и *г* (см. рис. 5.19) показывают зависимость $\rho_1(p)$ для водосодержащей взрывчатой смеси, сенсибилизированной 10% алюминия, при начальной аэрации 0,35 и 0,55 см³/г ($p=1\cdot10^5$ Па), чему соответствуют плотности 1,0 и 0,8 г/см³. Расчетные зависимости $\rho_1(p)$ в основном согласуются с экспериментальными результатами, за исключением того, что иногда забойка заклинивается в скважине и не оказывает ожидаемого давления на заряд водосодержащего ВВ. Это происходит потому, что температура водосодержащего состава в скважине падает от температуры заряжания до температуры скважины, в результате чего происходит незначительное повышение плотности, вызывающее некоторую усадку заряда. Это, конечно, необходимо учитывать при расчете максимально возможного давления у дна скважины. Однако не следует полагать, что забойка всегда будет зависать над зарядом ВВ.

* Любой газ, вводимый при помощи аэрации в водную фазу или удерживаемый на поверхности твердых частиц в водосодержащих АВВ и смесях, подчиняется закону идеальных газов ($pv=nRT$). Следовательно, если известен относительный объем газа при атмосферном давлении для данного способа аэрирования, то можно легко вычислить, как будет изменяться плотность водосодержащих ВВ и смесей при изменении давления. С другой стороны, газ, заключенный внутри твердых частиц селитры или алюминия (например, марки S-34), не подчиняется этому закону до тех пор, пока прочность частиц будет превосходить напряжения, возникающие в водосодержащих составах в реальных условиях применения. Например, каждое зерно гранулированной аммиачной селитры имеет свободный объем около (11 ± 3%) общего объема зерна (измерено в насыщенном растворе селитры). Эти зерна содержат еще приблизительно 6% свободного объема, который заполняется маслом или раствором селитры. Указанные 11% газа не подвергаются сжатию при тех давлениях, которые существуют в скважине.

5.6.2. Зависимость максимальной энергии взрыва от содержания воды при определении методом сейсмических колебаний для водосодержащих ВВ и взрывчатых смесей

На рис. 5.20 приведены зависимости максимальной энергии взрыва S, определяемой методом сейсмических колебаний, от содержания воды в ряде составов водосодержащих ВВ и смесей, приведенные к энергии взрыва ВВВ, сенсибилизированного 20% тротила (для которого принято $S=1$). В этом случае для АС — ДТ $S=1{,}08$. Если за эталон принять АС — ДТ, то все данные рис. 5.20 нужно уменьшить в 0,925 раза. Однако в качестве эталона лучше оставить водосодержащую смесь, сенсибилизированную 20% тротила, поскольку при взрывании в реальных скважинах смесь АС — ДТ имеет значительно меньшие значения давления и механической эффективности. Конечно, водосодержащее ВВ, сенсибилизированное 20% тротила, при взрывании крепких пород имеет большую энергию, чем смесь АС — ДТ, вследствие его намного большего давления в скважине.

Вода снижает удельную энергию ВВ. Следовательно, водосодержащие ВВ и взрывчатые смеси имеют меньшую энергию взрыва, чем сухая взрывчатая смесь той же самой плотности. С другой стороны, преимущества введения воды до 15%, выражающиеся в повышении эффективности и снижении температуры и диссоциации энергетических продуктов, подобных CO_2 и H_2O, могут существенно превалировать над упомянутыми недостатками. Кроме того, процесс растворения селитры в воде является эндотермическим, что частично компенсирует потери на теплоту испарения воды.

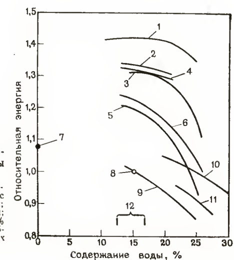


Рис. 5.20. Зависимости эиергетических характеристик ВВ от содержаиия в иих воды для составов:

1 — с 20% алюминия; *2* — с 25% бездымного пороха и 15% алюминия; *3* — с 15% алюминия; *4* — с 20% ТНТ и 15% алюминия; *5* — с 10% алюминия; *6* — с 20% бездымного пороха и 15% алюминия; *7* — АС — ДТ (94 : 6); *8* — эталонного; *9* — с 20% ТНТ; *10* — с 40% ТНТ; *11* — с 25% ТНТ; *12* — область практического содержания воды в составах

5.6.3. Сравнение алюминизированных взрывчатых смесей с алюминизированной смесью АС — ДТ

Вычисление термодинамических свойств алюминизированных ВВ осложняется буферной реакцией

$$Al_2O_3\,(\text{тверд.}) \rightleftharpoons Al_2O\,(\text{газ}) + O_2; \qquad -\Delta H = 1491 \text{ кДж}. \tag{5.17}$$

Al_2O_3 разлагается при температуре 3000—4000 К. Выше этой области температур алюминий содержится в продуктах детонации алюминизированных ВВ в виде Al_2O (газ), в то время как при температурах

ТАБЛИЦА 5.4

Константы равновесия реакции разложения Al_2O_3 в алюминизированных ВВ

T, K	K_1	K_{28}	K_{29}	K_{30}	K_{31}	K_{32}
3400	5,9(—6)	4,5(—1)		4,6(1)		2,7(—4)
3500	9,6(—6)	8,2(—1)	$7{,}0\cdot10^{-4}$	9,7(1)	$2{,}3\cdot10^{-3}$	9,3(—4)
3600	1,5(—5)	2,7(0)		3,2(2)		4,8(—3)
3700	2,3(—5)	7,5(0)		9,4(2)		2,2(—2)
3800	3,4(—5)	2,0(1)		2,7(3)		9,2(—2)
3900	5,0(5)	6,2(1)		8,7(3)		4,3(—1)
4000	7,1(—5)	1,4(2)	$3{,}4\cdot10^{-3}$	2,0(4)	$1{,}2\cdot10^{-2}$	1,4(0)
4100	9,9(—5)	3,0(2)		4,6(4)		4,6(0)
4200	1,4(—4)	7,3(3)		1,2(5)		1,6(1)
4300	1,9(—4)	1,6(3)		2,7(5)		5,0(1)
4400	2,5(—4)	3,3(3)		5,9(5)		1,5(2)
4500	3,3(—4)	6,8(3)	$7{,}0\cdot10^{-2}$	1,2(6)	$2{,}6\cdot10^{-1}$	3,9(2)
4600	4,3(—4)	1,4(4)		2,7(6)		1,2(3)
4700	5,5(—4)	2,5(4)		5,0(6)		2,8(3)
4800	7,0(—4)	4,8(4)		1,0(7)		7,0(3)
4900	8,9(—4)	1,4(5)		1,4(7)		1,3(4)
5000	1,1(—3)	1,5(5)	$7{,}7\cdot10^{-1}$	3,3(7)	3	8,5(4)

Примечание.

$K_1 = (H_2)^2(O_2)\,(H_2O)^{-2}\,F = \dfrac{K_9}{K_5^2}$;

$K_{28} = Al_2O\,x^{-2}F = 10^{21,4}\,10^{-\frac{63\,000}{T}}\,1{,}2181/T = (Al_2O)\,(H_2O)^2\,(H_2)^{-2}\,F/K_5^2$;

$x = \dfrac{CO}{CO_2}$;

$K_{29} = (AlO)\,x^{-\frac{1}{2}}\,F = 10^{13,3}\cdot10^{-\frac{49\,000}{T}}\cdot1{,}2181/T = (AlO)\,(H_2O)^{1/2}\,(H_2)^{-\frac{1}{2}}\,\dfrac{F}{K_5^{\frac{1}{2}}}$;

$K_{80} = K_{28}K_5^2 = (Al_2O)\,(H_2O)^2\,(H_2)^{-2}\,F$;

$K_{81} = K_{29}K_5^{1/2} = (AlO)\,(H_2O)^{\frac{1}{2}}\,(H_2)^{-\frac{1}{2}}\,F$;

$K_{32} = K_1K_{30} = (Al_2O)\,(O_2)\,F^2$.

ТАБЛИЦА 5.5

Расчетные характеристики детонационного состояния для некоторых смесей аммиачной селитры с алюминием и некоторых незагущенных водосодержащих взрывчатых смесей, содержащих алюминий

Характеристики	Водосодержащие взрывчатые смеси с алюминием		Смеси аммиачной селитры с алюминием	
NH_4NO_3, %	50	69,7	65	81,7
Al	35	15,3	35	18,3
H_2O	15	15,0		
ρ_1, г/см³	1,5	1,4	0,8	0,8
H_0, г·атом/100 г	4,17	5,15	3,25	4,08
N_0	1,25	1,73	1,61	2,04
O_0	2,71	3,44	2,45	3,06
Al_0	1,30	0,58	1,30	0,678
ΔH_f, кДж/кг	4607	5485	3003	3772
ρ_2, г/см³	1,92	1,84	1,12	1,12
F_2	4,1 (4)	2,4 (4)	1,0 (2)	1,0 (2)
$a_2=(v_2-\alpha)$, л/кг	0,076	0,082	0,262	0,262
Al_2O_3, моль/кг	5,0	2,90	1,45	2,30
Al_2O	1,47	—	5,05	1,10
H_2	0,26	—	1,20	—
H_2O	10,6	25,75	15,05	20,40
N_2	2,9	8,65	8,05	9,05
NH_3	6,7	—	—	—
O_2	—	—	—	0,13
NO	—	—	—	0,23
n, моль/кг	21,9	34,4	29,3	32,7
Q, кДж/кг	6699	5124	3877	4872
β	0,50	0,52	0,72	0,72
$\overline{nRT/2\beta}$, кДж/кг	857	1281	464	806
$\overline{C}_v$, кДж/(кг·К)	1,68	1,68	1,3	1,47
T_2, К	4850	4150	3830	4170
D^*, км/с	5,90	6,50	3,54	3,90
W	1,30	1,56	1,24	1,33
p_2, $1\cdot10^8$ Па	115	142	35	43

ниже этой области — в виде твердого Al_2O_3 [9]. Действительная область температурного перехода зависит от фактора фугативности F, который, в свою очередь, быстро возрастает с увеличением плотности [9]. Соответствующие константы равновесия для ВВ, содержащих C—H—N—O—Al и C—H—N—O ВВ приведены в табл. 5.4. Для ВВ, содержащих C—H—N—O—Al, можно также рассчитать параметры, как и для ВВ, содержащих C—H—N—O. Некоторые взрывчатые алюминизированные смеси содержат H—N—O—Al. Соответственно можно вычислить их термодинамические свойства. В табл. 5.5 и 5.6 приведены результаты вычислений для двух смесей аммиачной селитры с алюминием, содержащих только атомы H—N—O—Al. Эти расчеты производились с помощью так называемого псевдопрямого метода, т. е. с использованием зависимости $\alpha(v)$. Данные для построения этой зависимости приведены в работе [9]. Они основаны на эмпирическом уравнении состояния $\frac{nRT}{\alpha}$ или $\frac{nRT}{(v-\alpha)}$.

Окись алюминия Al_2O_3, по-видимому, диссоциирует в детонационной волне (в плоскости Чепмена — Жуге) при детонации смеси, содержащей 50% аммиачной селитры, 35% алюминия и 15% воды, и не диссоциирует при детонации смеси (69,7% аммиачной селитры, 15,3% алюминия и 15% воды), имеющей то же самое содержание воды, но сбалансированной по кислороду. С другой стороны, для состояния взрыва водосодержащей взрывчатой смеси, содержащей до 30% алюминия, диссоциации Al_2O_3 не наблюдается.

Для смеси, содержащей 65% аммиачной селитры и 35% алюминия, диссоциация Al_2O_3 происходит в заметной степени не только в плоскости Чепмена — Жуге, но и при взрыве. Благодаря более высокой фугативности фактическая теплота взрыва смеси, содержащей 50% аммиачной селитры, 35% алюминия и 15% воды, в условиях Чепмена — Жуге больше теплоты взрыва смеси, содержащей 65% селитры и 35% алюминия. Это становится заметным, когда считают, что водосодержащие ВВ отличаются от сухих смесей только замещением 15% селитры в составе водой. Другими словами, введение воды повышает эффективность применения смеси аммиачной селитры с алюминием даже при таком высоком содержании алюминия. Хотя алюминий в состоянии взрыва для большинства водосодержащих составов нахо-

ТАБЛИЦА 5.6

Расчетные характеристики взрывного состояния для некоторых смесей аммиачной селитры с алюминием и незагущенных водосодержащих взрывчатых смесей, содержащих в своем составе алюминий

Характеристики	Водосодержащие взрывчатые смеси с алюминием		Смеси аммиачной селитры с алюминием	
NH_4NO_3, %	50	69,7	65	81,7
Al	35	15,3	35	18,3
H_2O	15	15,0		
ρ_1, г/см^3	1,5	1,4	0,8	0,8
H_0, г·атом/100 г	4,17	5,15	3,25	4,08
N_0	1,25	1,73	1,61	2,04
O_0	2,71	3,44	2,45	3,06
Al_0	1,30	0,58	1,30	0,68
ΔH_f, кДж/кг	4607	5485	3003	3772
a_1, л/кг	0,131	0,151	0,5	0,5
F_1	1,7 (3)	8,0 (2)	1,3 (1)	1,3 (1)
Al_2O_3, моль/кг	4,36	2,9	1,95	2,6
Al_2O	2,14	—	4,55	0,8
H_2	1,43	—	2,0	—
H_2O	11,6	25,75	14,1	20,4
N_2	3,8	8,65	8,0	9,7
NH_3	4,9	—	0,1	—
O_2	—	—	—	0,6
NO	—	—	—	1,0
n, моль/кг	23,9	34,4	28,8	32,5
Q, кДж/кг	5838	5124	4368	5502
$\bar{C}_v$, кДж/(кг·К)	1,68	1,55	1,3	1,51
T_3, К	4040	3560	3550	3970
p_3, $1\cdot10^8$ Па	60	65	17	21

ТАБЛИЦА 5.7

Относительная работоспособность[1] $\left(\frac{A}{800}\right)$ смесей аммиачной селитры, алюминия, углеводородов[2] и воды для различных фиксированных конечных условий

ВВ	Содержание компонентов в составе, %				Плотность, г/см³	Относительная работоспособность при давлении, Па			
	NH_4NO_3	Al	углеводороды	H_2O		10^5	10^6	10^7	10^8
Состав I	60	40	0	0	1,00	1,60	—	1,40	0,86
	51	34	0	15	1,50	1,70	—	1,53	1,22
Состав II	81,7	18,3	0	0	1,00	1,38	—	1,27	1,01
	69,5	15,5	0	15	1,50	1,63	—	1,58	1,25
Состав III	94,5	0	5,5	0	0,80	(1,00)	0,86	0,63	0,33
	84	0	5	11	1,40	0,93	0,89	0,80	0,62
Состав IV	87,5	10	2,5	0	0,90	1,40	1,25	1,08	0,79
	77,1	10	1,9	11	1,40	1,30	1,23	1,10	0,90

[1] Эти расчеты основаны иа изложенных в этом разделе теоретических соображениях, что равновесие, от которого завнсит состав продуктов детонацин, не будет заморожено в состояиин взрыва, а Al_2O будет реагировать с содержащнми кислород соеднненнями, такими, как H_2O и CO_2, с образоваиием Al_2O_3. Эта реакция будет протекать во время аднабатического расширения и будет являться эффектнвным буфером температуры T_i — начального значення температуры в интеграле работы, соответствующем значенню v_i. Этот способ расчета A приводит к максимализацин значений относительной работоспособностн смесей аммиачной селитры с алюминием по сравнеиию с водосодержащими смесями, сенсибилизироваиными алюминием, потому что в смесях АС — ДТ при начальиой температуре T_i Al_2O_3 диссоциирует сильнее, чем в водосодержащих смесях, вследствие более высокой плотности последних.

[2] Под углеводородами подразумеваются жидкие нефтяные топлива или эквивалентные им твердые вещества.

дится полностью в форме Al_2O_3, это не так для низкоплотных смесей аммиачной селитры с алюминием (табл. 5.7). Например, отметим, что теплота взрыва смеси 81,7% аммиачной селитры с 18,3% алюминия с нулевым кислородным балансом более чем на 20% ниже теплоты в том случае, если бы весь алюминий прореагировал до Al_2O_3. Эта ситуация усугубляется с увеличением содержания алюминия. Например, для смеси, содержащей 81,7% аммиачной селитры и 18,3% алюминия, теплота взрыва составила бы 7182 кДж/кг, если бы весь алюминий прореагировал до Al_2O_3. Тем не менее, теплота взрыва этой смеси составляет только 5502 кДж/кг. Потенциальная теплота взрыва смеси 65% аммиачной селитры с 35% алюминия может составить 9387 кДж/кг, а в действительности она не превышает 4368 кДж/кг. Для смеси, содержащей 50% аммиачной селитры, 35% алюминия и 15% воды, эти величины соответственно равны 8400 и 5838 кДж/кг.

5.6.4. Максимальная энергия взрыва водосодержащих взрывчатых смесей, сенсибилизированных алюминием, и смесей аммиачной селитры с алюминием

Во взрывной технике принято считать, что химическое равновесие при взрыве замораживается, когда речь идет о совершении работы. Обычно это предположение подтверждается для большинства промыш-

ленных ВВ, потому что в основном с точки зрения термодинамической теории нельзя ожидать большого изменения, даже если равновесие будет сохраняться. При рассмотрении алюминизированных ВВ справедливость этого предположения оказывается в центре внимания. Действительно, реакции

$$Al_2O + 2H_2O \longrightarrow Al_2O_3 + 2H_2 \qquad (5.18)$$

и

$$Al_2O + CO_2 \longrightarrow Al_2O_3 + C \qquad (5.19)$$

являются настолько быстрыми, что Al_2O (газ) прекращает отщеплять кислород от H_2O и CO_2 как только температура упадет ниже области 3000—4000 К. Поэтому для алюминия логично предположить, что в действительности равновесие будет сдвигаться в ходе работы так быстро, как происходит изменение параметров газа при адиабатическом расширении. Иначе говоря, ВВ с высоким содержанием алюминия не будут выделять полностью потенциальную энергию. Таким образом, Al_2O (газ), вероятно, действует просто как буфер, сдерживающий температуру реакции в пределах 3000—4000 К до тех пор, пока он не израсходуется по реакциям (5.18) и (5.19).

На этом основании интеграл работы

$$A = \int_{v_i}^{v_f} p\,dv = \int_{v_i}^{v_f} \frac{nRT}{a}\,dv \qquad (5.20)$$

можно разделить на две части

$$A = A_1 + A_2,$$

где v_i и v_f — удельный объем соответственно в начале и конце рабочего процесса.

Теперь A_1 является частью интеграла, где реакции, подобные (5.18) и (5.19), протекают, вероятно, при эффективной постоянной температуре T_i, например при температуре взрыва T_3, когда ВВ полностью заполняет объем скважины. Таким образом,

$$A_1 = \int_{v_i\,(x=x_0)}^{v_{x=0}} nR\overline{T}_i\,\frac{dv}{a} = nR\overline{T}_i \int_{v_i}^{v_{x=0}} \frac{dv}{a} \qquad (5.21)$$

и

$$A_2 = \int_{v_{x=0}}^{v_f} nRT\,\frac{dv}{a} = nR\int_{v_{x=0}}^{v_f} T\,\frac{dv}{a}, \qquad (5.22)$$

где $x = Al_2O$ и его значение при v_i соответствует x_0.

Рассмотрим теперь применение этих принципов для сравнения между смесью, содержащей 60% аммиачной селитры и 40% алюминия плотностью $\rho_1 = 1$ г/см^3, с тем же самым составом, но разбавленным

ТАБЛИЦА 5.8

Характеристики	Состав ВВ	
	$NH_4NO_3 : Al : H_2O = 60 : 40 : 0$	$NH_4NO_3 : Al : H_2O = 51 : 34 : 15$
A_1, кДж/кг	5040	2436
v_i, л/кг	1,0	0,667
$\int_{v_i}^{v_{x=0}} \frac{dv}{a}$	6,9	2,68
$v_{x=0}$, л/кг	190	1,48
$p_{x=0}$, $1 \cdot 10^6$ Па	3,7	638

15% воды, т. е. со смесью 51% аммиачной селитры, 34% алюминия и 15% воды, имеющей плотность $\rho_1 = 1{,}5$ г/см³.

Положим $T_i = 3800$ К. Тогда, интеграл $\int_{v_i}^{vx=0} \frac{dv}{a}$ может быть вычислен с помощью универсальной зависимости $\alpha(v)$ [9]. Графическим интегрированием правой части уравнения (5.21) были получены результаты, приведенные в табл. 5.8.

К тому времени, когда x становится равным нулю и T начинает падать ниже 3800 К, давление в продуктах взрыва смеси 60% селитры с 40% алюминия упадет с $27 \cdot 10^9$ до $37 \cdot 10^8$ Па. При таком низком давлении продукты взрыва этой смеси, вероятно, уже не могут совершать какую-либо полезную работу. С другой стороны, в смеси состава 51% селитры, 34% алюминия и 15% воды давление в этот момент остается еще высоким и составляет $638 \cdot 10^6$ Па.

Теперь можно определить величину A_2 по уравнению (5.22). Для этого воспользуемся уравнением состояния $p = nRT/(v - \alpha) = nRT/a$ и законом сохранения энергии в адиабатических процессах $C_v dT = -p dv$. Подставив p из первого уравнения во второе и использовав приближенное соотношение

$$v = \frac{nRT}{p} \; (v \gg \alpha), \tag{5.23}$$

интегрированием получим*

$$T = 3800 \left(\frac{v_{x=0}}{v} \right) \frac{Rn}{C_v}. \tag{5.24}$$

* Величина n действительно является константой, а C_v — нет. Поэтому нужно принимать во внимание изменение C_v и T, а тогда для определения A_2 необходим итерационный метод. Однако в первом приближении все-таки можно считать C_v постоянной и равной ее величине при $T = 3800$ К.

Уравнение (5.22) для A_2 с учетом (5.24) принимает вид

$$A_2 = nR\,3800 \int\limits_{v_{x=0}}^{v_f} \left(\frac{v_{x=0}}{v}\right)^{\frac{nR}{C_v}} \frac{dv}{a}. \qquad (5.25)$$

В случае смеси 60% аммиачной селитры с 40% алюминия можно предположить, что C_v=const и справедливо соотношение (5.23).

Тогда, подставив $y = \left(\frac{v}{v_{x=0}}\right)$, будем иметь

$$A_2 = 171 \int\limits_1^{y_f} y^{-\left(\frac{nR}{C_v}+1\right)} dy = 171 \left. \frac{y^{-\frac{nR}{C_v}}}{-\frac{nR}{C_v}} \right|_1^{y_f} =$$

$$= 171 \frac{C_v}{Rn}\left(1 - y_f^{-\frac{nR}{C_v}}\right) = 171 \frac{C_v}{Rn}\left[1 - \left(\frac{v_{x=0}}{v_f}\right)^{\frac{nR}{C_v}}\right].$$

Или

$$A_2 = 171 \frac{C_v}{nR}\left[1 - \left(\frac{190}{v_f}\right)^{\frac{nR}{C_v}}\right]. \qquad (5.26)$$

При $\frac{nR}{C_v}=0{,}091$ получаем «идеальную» величину A_2, равную 399 кДж/кг.

Этот результат необходимо скорректировать с учетом влияния «твердого остатка» и того факта, что передача тепла от твердых к газообразным продуктам детонации является замедленной. Для этого A_2 умножим на фактор $\frac{\Sigma(a_g+1/2a_s)}{\Sigma(a_g+a_s)}$, где a_g — число атомов во всех газовых молекулах и a_s — число атомов во всех молекулах твердого остатка на 1 кг смеси). В результате получим $A_2=327{,}6$ кДж/кг.

Таким образом, для смеси 60% селитры с 40% алюминия энергия взрыва

$$A = A_1 + A_2 = 5040 + 327{,}6 = 5367{,}6 \text{ кДж/кг}.$$

В относительных единицах (нормализация на $A=3360$ кДж/кг для смеси АС—ДТ) $A_{\text{отн}}=1{,}6$.

Повторяя все выкладки для смеси 51% селитры, 34% алюминия и 15% воды, получим

$$A_2 = 195 \frac{C_v}{nR}\left[1 - \left(\frac{1{,}48}{v_f}\right)^{\frac{nR}{C_v}}\right];$$

$$\frac{nR}{C_v} = 0{,}125 \quad \text{и} \quad A_2 = 3906 \text{ кДж/кг}.$$

ТАБЛИЦА 5.9

Энергетические характеристики алюминизированных ВВС

Характеристика	Состав смеси $NH_4NO_3 : Al : H_2O$	
	60 : 40 : 0	51 : 34 : 15
ρ_1, г/см³	1,0	1,5
A_1, кДж/г	5040	2436
A_2	327,6	3276
A_{max}	5367,6	5712
A/3360*	1,6	1,7

* Множитель 3360 вводится для приведения значений энергии взрыва к энергии взрыва эталонной смеси АС — ДТ, для которой точное значение A_{max} =3360 кДж/кг.

После коррекции на влияние твердого остатка A_2=3276 кДж/кг (фактор влияния равен 0,84).

Полученные результаты приведены в табл. 5.9.

5.7. ВЛИЯНИЕ ВНУТРИСКВАЖИННОЙ ЛИНИИ ДШ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВЗРЫВА ЗАРЯДОВ ПРОСТЕЙШИХ ВОДОСОДЕРЖАЩИХ ВЗРЫВЧАТЫХ СМЕСЕЙ И АС — ДТ

Нередко взрывную отбойку зарядами в скважинах большого диаметра и глубиной от 10 до 20 м (а иногда и более) на открытых разработках производят с применением двух независимых боевиков, опускаемых в скважины на отдельных нитках ДШ и располагаемых обычно на высоте $^1/_3$ м от их дна. Применение такого избыточного количества средств взрывания объясняется стремлением обеспечить 100%-ную надежность детонации зарядов из-за чрезмерно высоких убытков при отказах. Несмотря на то что вредное влияние сдвоенных ниток ДШ на взрывную эффективность некоторых простейших водосодержащих взрывчатых смесей (ПВВС) (зависящее от их чувствительности) было известно с начала эры ПВВС, полная степень этого влияния не была оценена до начала 70-х годов. Это объясняется прежде всего тем, что трудности возникли после того, как чувствительность ПВВС достигла уровня, при котором импульс от сдвоенных ниток ДШ стал вполне достаточным для возбуждения горения ВВВ, ПВВС или АС — ДТ вблизи ДШ (вдали от ДШ они переуплотнялись и теряли чувствительность полностью или в такой степени снижали ее вследствие сжатия, что возникала неполная детонация). Фактически оба этих вредных эффекта непосредственно наблюдались при лабораторных и полевых экспериментах еще в 1966 г.

В начальный период применения ВВВ, ПВВС, разработанных Куком — Фернемом, и литых промежуточных детонаторов для установления этого воздействия и особенно для максимальной безопасности применения для них рекомендовался уровень чувствительности к

минимальному промежуточному детонатору (МПД), примерно в 2 раза меньший, чем у АС — ДТ, это соответствует примерно 80 г литого пентолита 50/50 и критическому диаметру $d_{кр}=127$ мм. Значения МПД и $d_{кр}$ для смеси АС — ДТ составляют соответственно 40 г и 100 мм. ПВС с таким уровнем чувствительности пригодны к применению только в скважинах самого большого диаметра с инициированием заряда от дна двумя боевиками, опущенными на нитках ДШ с массой ВВ в сердцевине от 10,7 до 12,8 г/м. Для применения в скважинах диаметром 75—150 мм необходимо было повысить их чувствительность (уменьшить $d_{кр}$ до 50—75 мм), что, конечно, повлекло бы соответствующее уменьшение МПД (или увеличение чувствительности к МПД) примерно до 20 г или менее литого пентолита 50/50. Однако при таком уровне чувствительности резко усиливалось неблагоприятное действие сдвоенных ниток ДШ, поскольку они одни не в состоянии надежно инициировать ПВВС, но вызывают такое снижение ее чувствительности, что смесь или полностью теряет способность детонировать от боевика, или детонирует так медленно, как если бы обладала значительно более низкими взрывчатыми характеристиками. Чтобы решить эту проблему, необходимо было применить прямое инициирование и полностью исключить внутрискважинную линию ДШ или применить ДШ низкой энергии (ДШНЭ).

Существовали еще два, менее желательных средства решения этой проблемы. Одно из них — применение электродетонаторов вместо ДШ для инициирования донных шашек ПД. Этот способ нежелателен ввиду большой опасности, связанной, по мнению автора, с применением электродетонаторов, особенно при механизированном заряжании скважин большого диаметра. Хотя он еще применяется на некоторых рудниках, но в ряде мест справедливо запрещен правилами безопасности. Другой способ состоял в повышении чувствительности ПВВС до такого уровня, чтобы они могли надежно детонировать с максимальной скоростью только от одного ДШ. Возможность эффективного применения этого способа инициирования к ПВВС (но не к АС — ДТ) была экспериментально продемонстрирована в 1969 г. близ г. Гейдельберга (ФРГ). По мнению автора, однако, чувствительность ВВВ и ПВВС следует поддерживать на более низком уровне, для того чтобы сохранить их высокую безопасность в обращении, хотя опасность этих смесей невелика даже при том уровне чувствительности, который позволил в Европе успешно осуществлять инициирование посредством ДШ. Кроме того, как показано ниже, инициирование с помощью ДШ приводит к ухудшению результатов взрыва по следующим причинам.

1. Даже при применении достаточно мощного ДШ для возбуждения высокоскоростной детонации ВВ необходимый уровень его чувствительности должен быть сравнительно высоким для преодоления неблагоприятного эффекта аксиальной детонации или эффекта Фавье (патент США 393634—1888) и детонации Мак — Ферленда (патент США 2463709—1939), скорее радиальной, чем аксиальной, на полноту реакции взрывчатого превращения.

2. При инициировании посредством ДШ зарядов даже сравнительно чувствительных ВВ в скважинах большого диаметра нарастание отно-

шения D/D^* до установившегося значения происходит на сравнительно большом расстоянии, обычно значительно превышающем радиус скважины.

5.7.1. Инициирование детонирующим шнуром зарядов АС — ДТ и водосодержащих взрывчатых веществ с тротилом

Чтобы получить представление о трудностях, связанных с инициированием посредством ДШ, подведем итог результатам, полученным к 1958 г. сторонниками применения для этой цели ДШ высокой энергии (с навеской ВВ 85 г/м), т. е. практикой, которой решительно противился автор и которая окончательно была отвергнута всей горной промышленностью после примерно годичного применения этого неадекватного способа инициирования ПВС.

В табл. 5.10 приведены результаты определения массы МПД из пентолита 50/50 для инициирования зарядов стандартной смеси АС — ДТ ($d_{кр}$=102 мм, масса МПД равна 40 г) детонирующим шнуром высокой энергии (85 г/м). Приведены также данные для смесей $АС/TNT/H_2O$ состава 62/20/18, изготовленных на гранулированном тротиле сортов «нитропель» (крупнодисперсный) и на чешуйчатом тротиле, и для смеси $АС/ТНТ/H_2O$ состава 41/41/18, изготовлявшейся только на гранулированном тротиле сорта «нитропель». Заряды с отношением $l/d=6$ взрывали в тонких картонных трубах; боевиками служили пучки отрезков ДШ длиной 30 см с навеской ВВ 85 г/м. Хотя изменение массы МПД в зависимости от диаметра заряда обычно происходит только между $d_{кр}$ и $d_{кр}+25$ мм, при инициировании зарядов АС — ДТ детонирующим шнуром эта закономерность совершенно отсутствовала, позволяя предположить, что вместо детонации в этом случае происходило го-

ТАБЛИЦА 5.10

Характеристика детонации зарядов из смеси АС—ДТ и ВВС с тротилом при инициировании посредством ДШ

Состав взрывчатой смеси	Масса МПД, г	$d_{кр}$, мм	Диаметр заряда, мм	Число ниток ДШ длиной 30 см в пучке
АС—ДТ (94/6)	40	102	102	10
			152	5—8
			305	2
			мешок массой 38,5 кг	>1
$АС/ТНТ/H_2O$ (62/20/18)				
а) ТНТ в гранулах	40	102	127	5
			202	5
б) ТНТ в чешуйках	80	127	152	10
			202	10
$АС/ТНТ/H_2O$ (41/41/18)				
ТНТ в гранулах	20	250	152	1

ТАБЛИЦА 5.11

Результаты испытаний стандартных зарядов из смеси АС—ДТ

Диаметр, мм	Длина, мм	Навеска ВВ (г/м) при длине ДШ 1 м		Результат
		в стальной трубе толщиной 9,5 мм	в скважине диаметром 305 мм	
152	458	42,5		Отказ
152	458	85,0		Образование воронки диаметром 2,4 мм и глубиной 1,2 м
305	660		42,5	Отказ
305	660		85,0	Образование воронки диаметром 3,6 м и глубиной 2 м

рение смеси АС — ДТ. ВВВ с тротилом в качестве сенсибилизатора вели себя в этом отношении нормально, устойчиво детонируя с максимальной скоростью, хотя сопоставление массы МПД из литого пентолита и навески тэна в пучке ДШ ясно показывало, что инициирование детонирующим шнуром высокой энергии является очень неэффективным: в то время как для ВВВ с тротилом состава 60/20/18 (с гранулированным тротилом сортов «пеллетол» или «нитропель») масса МПД составляла 40 г литого пентолита, для инициирования посредством ДШ высокой энергии требовалось трехкратная масса тэна. Даже для возбуждения взрыва, а не детонации смеси АС — ДТ при инициировании посредством ДШ требовалось в 6 раз больше ВВ, чем при инициировании боевиком из литого пентолита.

Дополнительным доказательством низкой эффективности являются приведенные в табл. 5.11 результаты взрывов зарядов стандартной смеси АС — ДТ в толстостенных трубах и в скважинах диаметром 305 мм при применении ДШ с навеской ВВ 42,5 и 85 г/м. Действительный механизм инициирования посредством ДШ не был установлен, однако он и до сих пор изучается с помощью скоростной фоторегистрации (рис. 5.21).

Поскольку для получения истинной детонации смеси АС — ДТ при инициировании посредством ДШ высокой энергии необходима хорошая замкнутость зарядов, возникают затруднения прежде всего при фотографировании взрывов. В первой попытке она производилась следующим образом: заряд диаметром 254 мм и длиной 762 мм инициировали тремя нитками ДШ (навеска ВВ 85 г/м) длиной 1 м. Поскольку произошел взрыв, а не детонация, то гранулы АС разбросало далеко во все стороны. Следующий эксперимент, в котором заряд был подсвечен с противоположной стороны (рис. 5.21, *а, б*), оказался успешным и результативным (рис. 5.21, *в*). В нем снова был инициирован заряд из смеси АС — ДТ состава 94/6 в оболочке из тонкого картона диаметром 254 мм и длиной 762 мм. Две нитки ДШ с навеской ВВ 85 г/м были пропущены вдоль оси заряда и выходили сверху на 150 мм, что позволяло инициировать шнуры небольшой пентолитовой шашкой, не оказывавшей воздействия на заряд АС — ДТ. Две нитки ДШ (требуемой дли-

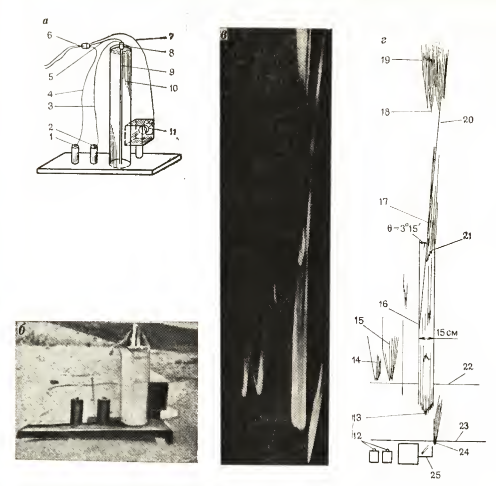


Рис. 5.21. Схема и результаты изучения процесса инициирования смеси АС—ДТ посредством ДШ:

а — схема сборки заряда (d=254 мм и l=762 мм), инициируемого двумя аксиально проложенными нитками детонирующего шнура длиной по 1 м; *б* — фотоснимок сборки, *в* и *г* — фотоснимок сечения и его диаграмма: *1* и *2* — боевик на линии ДШ длиной соответственно 240 и 90 см; *3, 4* и *5* — линия ДШ длиной соответственно 90, 240 и 150 см; *6* — электродетонатор; *7* — линия ДШ длиной 200 см; *8* — пентолитовая шашка; *9* — две нитки стандартного ДШ (навеска 85 г/м); *10* — АС — ДТ; *11* — осветительная бомба; *12* — боевики; *13* — начало свечения осветительной бомбы; *14* и *15* — свечение взрыва шашки ПД на линии ДШ длиной соответственно 240 и 90 см; *16* — начало расширения границ продуктов взрыва через 90 мкс; *17* — след расширения границ продуктов взрыва заряда; *18* — начало свечения; *19* — свечение взрыва заряда; *20* — газы взрыва шашки ПД на линии ДШ длиной 90 см; *21* — прорыв плазмы осветительной бомбы; *22* — момент детонации ДШ на конце заряда АС — ДТ (внешний ДШ); *23* — момент прохождения детонации ДШ с навеской 85 г/м через щель; *24* — вспышка осветительной бомбы; *25* — осветительная бомба

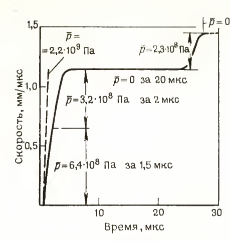


Рис. 5.22. Изменение скорости расширения оболочки заряда АС—ДТ во времени при инициировании сдвоенными нитками ДШ массой ВВ 85 г/м:

пунктирная линия — теоретическая кривая при p=2,2·10⁹ Па; сплошная линия — наблюдаемое изменение скорости расширения оболочки во времени

ны) с навеской ВВ 10,7 г/м (см. рис. 5.21, *а*) были подведены к световой бомбе; боевик основного заряда и два эталонных боевика были использованы для создания необходимых отметок время — расстояние (меток времени). Все линии ДШ с навеской ВВ 10,7 г/м инициировали из общей точки с помощью небольшого заряда пентолита. Плоскость съемки скоростной кинокамеры проходила через отметку 508 мм от верхнего и 254 мм от нижнего торца заряда АС — ДТ.

Никакого смещения контура заряда не было вплоть до момента времени 90 мкс после прохождения детонации шнура через плоскость наблюдения, как было вычислено по измеренной ее скорости. Отсюда средняя радиальная скорость взрывного фронта АС — ДТ составила 1,4 км/с. В конце указанного периода оболочка заряда начала расширяться с нараставшей скоростью, достигшей максимума 1,4 км/с за 24 мкс спустя 187 мкс с начала замеченного движения, причем это время соответствовало первому признаку самосвечения.

О весьма значительной неполноте реакции АС — ДТ свидетельствовали следующие факты: гранулы смеси были разбросаны вокруг в радиусе нескольких метров, а взрыв не образовал воронки, хотя нижний торец заряда (d=254 мм) покоился на деревянной доске толщиной 75 мм, уложенной на грунте. Более того, в последующих экспериментах система регистрации скорости со свидетелем не была инициирована взрывом заряда АС — ДТ, возбужденного посредством ДШ, даже после того как в конец заряда были введены небольшие тетриловые шашки ПД. Этот результат показал также, что инициирование сдвоенным (или с большой энергией) ДШ вызывает горение, а не детонацию смеси АС — ДТ в зарядах диаметром 254 мм.

Участок нестационарного свечения (рис. 5.21, *в*) был проанализирован с помощью компаратора с разрешением 0,01 мм для построения кривых скорость — время и давление — время, показанных на рис. 5.22. Для сравнения укажем, что детонационное давление при истинной детонации заряда АС — ДТ указанных размеров составляет p_2=2,2·10⁹ Па. При таком давлении расширение границ продуктов взрыва шло бы по пунктирной линии (см. рис. 5.22) и они достигли бы скорости 1,14 км/с за 0,7 мкс вместо 3,5 мкс. Таким образом, изучение инициирования нормальной (неизмельченной) смеси АС — ДТ сдвоенным ДШ с навеской ВВ 85 г/м с помощью скоростной киносъемки подтвердило, что ДШ вызывает взрывное горение, а не детонацию смеси АС — ДТ.

5.7.2. Общее неблагоприятное воздействие внутрискважинной линии ДШ

Описанные выше результаты ясно показывают, что ДШ является очень неэффективным инициатором для ПВС, однако вредность влияния внутрискважинной линии ДШ не была установлена детально до проведения сравнительного изучения эффективности взрывов при верхнем и нижнем инициировании заряда с использованием для внутрискважинных линий ДШ высокой (ДШВЭ) и низкой (ДШНЭ) энергии. Как уже указывалось, практический опыт, казалось, свидетельствовал о том, что если бы чувствительность взрывчатых смесей к массе МПД поддерживалась на уровне 80 г, или $d_{кр}=125$ мм, а для внутрискважинных линий использовался сдвоенный ДШ с навеской 12,8 г/м (или менее), то не наблюдалось бы никакого неблагоприятного эффекта. Однако выполненные недавно исследования позволяют заключить, что эффективность инициирования снижается даже при таком уровне чувствительности. Для уяснения этого вопроса представим себе, что происходит в промежуток времени (3—5 мс в зависимости от длины заряда) между входом детонационной волны в верхний конец заряда ПВС, инициированием ПД у дна заряда и приходом истинной детонационной волны обратно к верхнему торцу заряда. В течение этого времени в зависимости от чувствительности смеси может происходить следующее:

1. Достаточно малочувствительная смесь просто спрессовывается без возникновения в ней каких-либо химических реакций. Это вызывает некоторое снижение чувствительности и вследствие этого, возможно, также некоторую инертность и неполноту реакции или даже переуплотнение смеси в наиболее отдаленных слоях кольцевой зоны при окончательной детонации под воздействием настоящей детонационной волны, проходящей в обратном направлении спустя несколько миллисекунд.

2. Может возникнуть горение взрывчатой смеси, которое приведет к увеличению ее инертности и даже к переуплотнению в кольцевой зоне вокруг внутрискважинной линии ДШ. Взрывчатая смесь после этого может реагировать не полностью или не реагировать совсем.

3. Может возникнуть радиально распространяющаяся медленная или даже высокоскоростная детонация. Второе условие представляет наихудший случай, который может произойти с ПВС и третье условие — несколько менее неблагоприятный случай. Первое условие является наименее серьезным, но без сомнения даже оно не исключает некоторого неблагоприятного воздействия на работоспособность ПВС. Таким образом, любой из перечисленных эффектов может до некоторой степени снижать действие взрыва заряда вследствие ухудшения характеристик ПВС.

Очевидно, что только в маловероятном и крайнем случае энергичного возбуждения высокоскоростной детонации посредством ДШ можно ожидать реализации полной эффективности при аксиальном инициировании, которое вызывает радиальное, а не аксиальное распространение детонации. Однако чувствительность ПВС, как показано выше, находится на пределе даже для ДШ высокой энергии. Следовательно, воздействие взрыва ДШ всегда приводит по крайней мере к некоторому

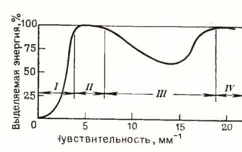


Рис. 5.23. Зависимость выделяемой энергии от чувствительности взрывчатой смеси при инициировании заряда сдвоенным детонирующим шнуром «Scufflex» (11 г/м) и шашкой ПД «проукор 3С», помещенной у диа скважины:

I — слишком малая чувствительность; *II* — область полной эффективности; *III* — пониженная эффективность; *IV* — область полной эффективности

снижению и никогда не приводит к повышению эффективности взрыва.

Когда ВВВ начали применять в скважинах среднего диаметра (75—100 мм), их чувствительность была повышена и приблизилась к критическому уровню, при котором начало проявляться вредное влияние внутрискважинной линии ДШ. Сразу начали возникать затруднения. В некоторых случаях стало практически невозможно применять нижнее расположение инициатора. Верхнее же расположение боевика, несомненно, имело свои особенности: 1) по мнению взрывников, трудно предотвратить плохое инициирование или отказ при расположении боевика в верхней части заряда недалеко от его торцевой поверхности вследствие влияния граничных факторов, например попадания воды или забоечного материала во взрывчатую смесь; 2) установленная внимательным изучением пониженная по сравнению с нижним расположением боевика эффективность взрыва даже с учетом некоторого снижения эффективности, вносимого внутрискважинной линией ДШ.

Трудности, создаваемые внутрискважинной аксиальной линией из сдвоенного ДШ, наконец, достигли критической стадии, когда по результатам одиночного случая инженеры-практики, не понимавшие особенности поведения ПВВС, иллюстрируемого рис. 5.23, стали «улучшать» их, увеличивая чувствительность (и тем самым снижая почти до самого минимума выход энергии) до уровня, соответствующего массе МПД около 20 г пентолита 50/50 и $d_{кр}=50$ мм для взрывчатой смеси, предназначенной для применения в скважинах диаметром 300 мм. Как и следовало ожидать, взрывная эффективность смеси соответственно ухудшилась. Таким образом, как это нередко случается, инженеры-практики, решая свои проблемы, лишь усугубили трудности.

Для проверки предположения, что такое поведение ПВВС обусловлено неблагоприятным влиянием внутрискважинной линии ДШ, было проведено исследование, результаты которого приведены в табл. 5.12. Были изучены четыре существенно различных состава. Три из них являлись стандартными смесями (опыты № 7—12) и четвертый (опыты № 1—6) являлся экспериментальной ПВВС, критический диаметр которой варьировал от 76 до 127 мм путем изменения крупности частиц сенсибилизатора. При $d_{кр}=76$ мм верхнее инициирование обеспечило 100%-ную эффективность при данной температуре в скважине, которая, по предположению, оказалась в этом случае оптимальной. При инициировании зарядов той же самой ПВВС с чувствительностью, определявшейся $d_{кр}=76$ мм, одной только аксиальной линией сдвоенного ДШ

ТАБЛИЦА 5.12

Влияние внутрискважинной линии детонирующего шнура на количество энергии, высвобождаемой зарядами ВВВ и АС—ДТ

Испытуемая смесь	Плотность, г/см^3	Диаметр, мм		Температура, °С	Схема инициирования заряда	Высвобождаемая относительная энергия
		d	$d_{кр}$			
ПВВС-1	1,2	152	76	5	x	100
ПВВС-2	1,2	152	76	0 5 8 12	x	0 10 50 100
ПВВС-3	1,2	152	102	5 12 21 24	x	0 10 50 100
ПВВС-4	1,2	152	102	10 20	x	68 85
ПВВС-5	1,2	152	102	10	x	59
ПВВС-6	1,2	152	127	5	x	Только бурый дым
ПВВС-7	1,33	304	127	45	x	100
ПВВС-8	1,33	304	127	5 20	x	10(а) 67(б)
ПВВС-9	1,25	152	102	20	x	100
ПВВС-10	1,33	304	102	20	x	100

Испытуемая смесь	Плотность, г/см³	Диаметр, мм		Температура, °С	Схема инициирования заряда	Высвобождаемая относительная энергия
		d	$d_{кр}$			
АС-ДТ-1	0,8	304	102	20	x	7 (средняя)
АС-ДТ-2	0,8	304	127	20	x	65 (средняя)

Примечание.
- x — точка инициирования;
- = — сдвоенный ДШ с навеской ВВ 12,8 г/м;
- ::: — сдвоенный ДШ с навеской ВВ 0,85 г/м;
- ■ — шашка ПД «Проукор 3С».

(без боевика) (опыт № 2) количество выделявшейся энергии изменялось по S-образной кривой; при температуре 0 °С выход энергии равнялся нулю, при температуре 8 °С высвободилось 50% и при температуре свыше 12 °С высвобождалась полная энергия (опыт № 2). Поэтому казалось очевидным, что такая чувствительность была настолько высокой, что допускала применение внутрискважинной линии сдвоенного ДШ. В опыте № 3 чувствительность смеси по $d_{кр}$ составляла 127 мм и при температуре 5 °С выход энергии равнялся нулю, при 12 °С высвобождалось 10%, при температуре 21 °С—50% и при температуре свыше 24 °С—полное количество, причем инициирование производилось также одной линией из сдвоенного ДШ с навеской 12,8 г/м без боевиков. В случаях, когда инициирование зарядов ПВВС производилось боевиком, расположенным в верхней части заряда, и внутрискважинной линией сдвоенного ДШ (опыт № 4) или боевиком, расположенным в донной части заряда, и внутрискважинной линией из сдвоенного ДШ (опыт № 5), ее эффективность была несомненно значительно ниже нормальной.

В опыте № 6 чувствительность смеси была понижена до нормального уровня, определяемого $d_{кр}$=127 мм; при этом в зарядах смеси диаметром 152 мм, инициировавшихся только внутрискважинной линией из сдвоенного ДШ с навеской 12,8 г/м, при температуре 45 °С не наблюдалось никакой реакции (за исключением некоторого количества бурого дыма). Следующие опыты были выполнены (хотя это оказалось несущественным) с ПВВС с алюминием в скважинах промышленных размеров. В опыте № 7 с верхним расположением боевика, как и ожидалось, проявилась 100%-ная эффективность, тогда как в опыте № 8, проведенном также с зарядами диаметром 152 мм, инициировавшимися внутрискважинными линиями из сдвоенного ДШ «скаффлекс» с навеской 12,8 г/м без боевиков при температуре 5 °С не обнаруживалось никакой реакции и наблюдалась заметная реакция при температуре 20 °С. К сожалению, в то время не был проведен эксперимент с инициирова-

нием внутрискважинной линией из сдвоенного ДШ «скаффлекс» при нижнем расположении шашек ПД, но в последующем исследовании ПВВС с таким же уровнем чувствительности, но при более высокой температуре в скважине (18 °C) проявила при этом только 75—80%-ную эффективность. Опыты № 9 и 10 показали, что найдено наилучшее решение этой проблемы, а именно применение детонирующего шнура с низкой энергией (0,85 г/м) при нижнем или верхнем расположении боевика (везде, исключая отрезок ДШ в боевике). При этом способе необходим ДШ специального вида для надежного инициирования боевиков и все же преимущества этого способа инициирования несомненны.

Наконец, опыты № 11 и 12 показали, что эффективность взрыва зарядов стандартной смеси АС — ДТ при инициировании внутрискважинными линиями ДШ снижалась в такой же значительной степени, как и зарядов водосодержащей смеси АС с алюминием. Смеси АС — ДТ не так чувствительны к температуре, как водосодержащие смеси АС с алюминием, поэтому результаты их испытаний при температуре 20 °C справедливы для другой температуры в скважине — по крайней мере в диапазоне от 0 до 30 °C. Поэтому испытания проводились только при обычной температуре окружающей среды (до 20 °C). При инициировании внутрискважинной линией из сдвоенного ДШ с навеской 12,8 г/м без боевиков эффективность взрыва зарядов смеси АС — ДТ составляла в среднем 7%. При применении шашки ПД у дна (опыт № 12) средняя эффективность составляла 65%, что отчетливо продемонстрировало неблагоприятное влияние внутрискважинной линии ДШ на смесь АС — ДТ.

Опыты № 11 и 12 подтвердили результаты, описанные для смеси АС — ДТ Дайком [21], который сделал следующее заключение относительно ДШНЭ и вредного влияния инициирования внутрискважинной линией из обычного ДШ с донным боевиком. Хотя опасность статического электричества сводится к минимуму при использовании соответствующего зарядного оборудования, существуют некоторые обстоятельства, препятствующие применению пневматического заряжания при использовании электродетонаторов. В этих условиях можно применять неэлектрическое средство инициирования. Оно включает нитку ДШНЭ, соединенную с капсюлем-детонатором, инициирование производится с различной длиной линии ДШ и различными интервалами замедления.

Эта система удобна также для осуществления нижнего инициирования скважинных зарядов там, где блуждающие токи или атмосферное электричество препятствуют применению электрического способа инициирования. ДШНЭ не способен инициировать ни одного ВВ, чувствительного к импульсу капсюля-детонатора, находящегося в верхних частях скважины. Обычный ДШ с навеской 5,35—10,7 г/м не рекомендуется для нижнего инициирования, поскольку его более высокая энергия может ухудшить эффективность смеси АС—ДТ и возбудить детонацию достаточно измельченной смеси АС — ДТ.

Перед изложением наиболее удачного решения этой проблемы необходимо отметить успешное решение вопроса о вредном влиянии внутрискважинной линии ДШ на эффективность смесей АС — ДТ. Оно состоит (как и обычно) в применении инициирования верхней или нижней шашки ПД, но с внутрискважинной линией только из одинарной

нитки ДШ. По сравнению с линией из сдвоенных ниток ДШ, она имеет два преимущества:

1) уменьшается в 2 раза энергия взрыва внутрискважинной линии, взрывчатая эффективность которой должна быть вполне достаточна только для надежного инициирования боевика;

2) при одновременном распространении по взрывчатой смеси полной, высокоскоростной детонации с детонацией от ДШ эффективное время ухудшающего воздействия ДШ уменьшается и максимум ухудшающего действия перемещается с верхнего конца к середине колонки взрывчатой смеси. Широкие испытания, выполненные на Юго-Западе США в 1971 и 1972 гг., показали, что эффективность смеси АС — ДТ при этом способе инициирования значительно повышается по сравнению с результатами при сдвоенной внутрискважинной линии, но не в такой степени, как при применении детонирующего шнура ВЭ-НЭ. Основной недостаток этого способа — отсутствие запаса надежности инициирования зарядов.

5.8. ВЛИЯНИЕ ЗАБОЙКИ НА ВЗРЫВНУЮ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЗАРЯДОВ ПВС

Полезность влияния забойки на взрывную эффективность и использование ВВ при шпуровой или скважинной отбойке была предметом дискуссии взрывников в течение многих лет. Некоторые из них не сомневались в значительном влиянии забойки, тогда как другим эта очевидность представлялась кажущейся.

Являлось бесспорным, конечно, что забойка значительно снижает или исключает звуковой эффект и разлет кусков породы при взрыве, что уже оправдывает ее применение. Влияние же забойки на повышение дробящего действия взрыва гораздо менее очевидно, но, по исследованию автора, как правило, значительно. Наиболее сильно ее влияние проявляется при ВВ с невысоким давлением продуктов детонации, подобных АС — ДТ, а наименее эффективна она с ВВ, развивающими наиболее высокое давление, или высокобризантными, такими, как высокоплотные водосодержащие смеси или высокопроцентный желатин-динамит. Эффективность забойки зависит также от положения точки возбуждения детонации. Например, на открытых разработках забойка оказывает большее влияние при верхнем расположении инициатора, чем при нижнем. Несомненно и ее влияние на продолжительность действия взрыва.

При взрывании зарядов ВВ, детонирующих с высокой скоростью и инициируемых от дна скважины, влияние забойки будет минимальным, тогда как, напротив, при взрывании зарядов низкобризантных ВВ, инициируемых сверху (от устья скважины), эффективность взрывания без забойки значительно ниже, чем у таких же зарядов, взорванных с песчаной забойкой.

Поставщики ВВ и взрывники часто утверждали, что лишние канистра, мешок или патрон для увеличения длины колонки заряда примерно на 2—5% будут компенсироваться выигрышем от большего заполнения глубоких скважин на открытых разработках, где длина забойки

составляет 15—20% и более длины заряда. Это правило «большого пальца» можно применять к ВВ со средней скоростью детонации. Оно, вероятно, приводит к некоторому завышению массы заряда при высокобризантных и высокоплотных ВВ, но дает слишком малую добавку при применении АС — ДТ и подобных «медленно» детонирующих, низкобризантных взрывчатых смесей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Albert A. A., U. S. Patent 3,390,031, June 25, 1968; A. A. Albert and R. W. Lawrence, U. S. Patent 3,390,032, June 25, 1968.

2. Arons A. B. and R. R. Halverson, OSRD No. 6577, March 1946.

3. Bauer A. and M. A. Cook, "Observed Detonation Pressures of Blasting Agents", *The Canadian Mining and Metallurgical Bulletin, 54,* 585, 62-65, January, 1961.

4. Bridgman P. W., *J. Chem. Phys., 5,* 964, 1937; *Proc. Am. Acad. Arts, Sci., 47,* 441, 1972.

5. Bridgman, P. W., *J. Chem. Phys., 9,* 794, 1944; *Proc. Am. Acad. Arts, Sci., 74,* 399, 1942.

6. Clay R. B., Ph. D. Thesis, "Formation and Behavior of Shock Waves in Solids", University of Utah, June, 1960.

7. Clay R. B., M. A. Cook, and R. T. Keyes, "Plate Velocities in the Impulse Loading by Detonation Waves", Preprint 9, Symposium on Shock Waves in Process Equipment, Annual Meeting, Chicago, Illinois, American Institute of Chemical Engineers, December 8-11, 1957.

8. Clay R. B., M. A. Cook, D. H. Pack and W. H. Peterson, Annual Symposium of Missouri School of Mines (Rolla) on Mining Research, No. 5, 1959; Cook, M. A., *Science, 132,* 1105, 1960.

9. Cook M. A. *The Science of High Explosives,* ACS Monograph No. 139, Reinhold Publishing Company, 1958 (currently published by Robert E. Krieger Publishing Company, Huntington, New York, 11743).

10. Cook M. A. *Ind. Eng. Chem.,* July, 1968, pp. 44-55; *Science, 132,* 1105, 1960.

11. Cook M. A., U. S. Patent 3,382,117, May 7, 1968; U. S. Patent 3,379,587, April 3, 1968.

12. Cook M. A. and H. E. Farnam U. S. Patents 2,930,685, March, 1960 (SE-TNT); Re25,695, December, 1964 [SBA-A1 and SE-A1]; 3,341,382, September, 1967 [cast, high-pressure boosters for blasting agents].

13. Cook M. A., Australian Mining, December 1970, pp. 1-8. U. S. Patent 3,037,452 [Procore boosters].

14. Cook M. A., G. S. Horsley, R. T. Keyes, W. S. Partridge, and W. O. Ursenbach, *J. Appl. Phys, 27,* 269, 1956.

15. Cook M. A., and R. T. Keyes, *J. Appl. Phys., 29,* 1651, 1958.

16. Cook, M. A., R. T. Keyes and W. O. Ursenbach, *J. Appl. Phys., 33,* 3413, 1962.

17. Cook M. A., D. H. Pack and W. S. McEwan, *Trans. Fara. Soc., 56,* No. 45, Part 7, 1960.

18. Cole R. H., *Underwater Explosions,* Princeton University Press.

19. Cowan, R. D., and W. Fickett, *J. Chem. Phys., 24,* 932, 1956.

20. Deal *J. Chem. Phys., 27,* 796, 1957; *Phys. Fluids, 1,* 1523, 1958.

21. Dick R. A. "Current and Future Trends in Explosives", Part II, *Pit and Quarry,* August, 1971, pp. 105-107.

22. Duff, R. E., and E. Houston, "Measurement of the Chapman-Jouguet Pressure and Reaction Zone Length in a Detonating High Explosive", Second ONR Symposium on Detonation, Washington, D. C., February 9-11, 1955, p. 225.

23. Eyring, H., R. E. Powell, G. H. Duffey, and R. B. Parlin, *Chem. Rev., 45, 69,* 1949.

24. Ferguson, J. D., and R. B. Hopler, U. S. Patent 3,288,658, Nov. 29, 1966.

25. Fifth (ONR) Symposium on Detonation, Pasadena, August, 1970.

26. Gordon, W. S., F. E. Reed, and B. A. Lepper, *Ind. Eng. Chem., 47,* 1794, 1955.

27. Holton, W. C., "The Detonation Pressures in Explosives as Measured by Transmitted Shocks in Water", NAVORD 3968, U. S. Naval Ordnance Laboratory, White Oak, Maryland, 1 December 1954.

28. Hradel, J. R., U. S. Patent 3,177,102, April 6, 1965.

29. Johansson, C. H., and P. A. Persson, *Detonics of High Explosives,* Academic Press, N. Y., 1970.

30. Kirkwood, J. G., and E. W. Montroll, "The Pressure Wave Produced by an Underwater Explosion II, "OSRD No. 670, June, 1942; Kirkwood, J. G. and J. M. Richardson, "The Pressure Wave Produced by an Underwater Explosion II", OSRD No. 813, August, 1942.

31. Kos, D. W., and J. E. Kennedy, "Development of a System to Deliver and Detonate Large Diameter Explosive Charges Undersea", Report No. J6034-25, January, 1969, under ARPA Order No. 804.

32. Mallory, H. D., and S. J. Jacobs, "The Detonation Zone in Condensed Explosives", Second ONR Symposium on Detonation, Washington, D. C., February 9-11, 1955, p. 240.

33. Rice, M. H., and J. M. Walsh, *J. Chem. Phys., 26,* 824, 1957.

34. Richardson, J. M., A. B. Arons, and R. R. Halverson, "Hydrodynamic Properties of Sea Water at the Front of a Shock Wave", *J. Chem. Phys., 15,* 785-794, 1947.

35. Schmidt, A. Z., ges. Schiess- u. *Sprengstoffw., 27,* 145, 1932; *30,* 364, 1935; *31,* 322, 1936; *33,* 121, 280, 1938.

36. Snay, H. G., and H. H. Rosenbaum, "Shockwave Parameters in Fresh Water for Pressures up to 95 Kilobars", NAVORD Report 2383, U. S. Naval Ordnance Laboratory, White Oak, Maryland, April, 1952.

37. Walsh, J. M., and M. H. Rice, "Dynamic Compression of Liquids from Measurements in Strong Shockwaves", *J. Chem. Phys., 26,* 1957.

38. Zeldovich, I. B., and A. S. Kompaniets, *Theory of Detonation,* Academic Press, Inc., New York (1960) and *J. Exptl. Theoret. Phys.* (USSR) *10,* 542 (1940); *W.* Doering, *Ann. Physik 43,* 421 (1943); J. von Neumann, Office of Scientific Research and Development (OSRD) *549* (1942).

6. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ, ИЗБИРАТЕЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ И ОПАСНОСТЬ ДЕТОНИРУЮЩИХ ВВ

Чувствительность можно определить как относительную легкость возбуждения взрыва заряда ВВ или детонации заряда высокобризантного ВВ. Она представляет собой парадокс для технологов взрывчатых веществ: высокая чувствительность является преимуществом в случае необходимости произвести взрыв в нужный момент, но она может быть серьезным недостатком в связи с возможностью случайного взрыва. Можно ли совместить высокую «эксплуатационную чувствительность» ВВ с низкой восприимчивостью к случайным воздействиям? Иными словами, можно ли создать детонирующее ВВ таким, чтобы можно было относительно легко возбудить его детонацию в тот момент и такими средствами, какие предусмотрены, и чтобы оно с трудом детонировало от случайных возбудителей? Неожиданный (и благоприятный) ответ на эти вопросы — да. По крайней мере на основе использования различных фундаментальных и экспериментальных факторов, влияющих на чувствительность ВВ, можно повысить до максимума эксплуатационную чувствительность и одновременно снизить до минимума чувствительность к случайным воздействиям. Это возможно главным образом потому, что первая из них определяет степень воздействия сверхзвуковых возбудителей, тогда как последняя определяет степень воздействия дозвуковых возбудителей.

Термин «чувствительность» использован здесь в общем смысле в качестве меры легкости возбуждения детонации ВВ, поэтому он в одинаковой мере относится как к эксплуатационной чувствительности, так и к восприимчивости к случайным воздействиям. Подобно большинству широких обобщающих понятий чувствительность не является только узким понятием технологии детонирующих ВВ, поскольку каждый специальный вид чувствительности следует рассматривать отдельно и единственным реальным методом их сопоставления является эмпирический.

Термин «избирательная чувствительность» здесь применен для определения эксплуатационной восприимчивости к начальному импульсу. Хотя этот термин получил более широкое применение по сравнению с предыдущим термином, имеется прецендент такого использования термина «чувствительность»; в прошлом он применялся для количественной оценки передачи детонации через воздушные промежутки, например, в методе определения чувствительности к взрыву полупатрона или полного патрона ВВ. Термин «опасность» здесь применен для определения восприимчивости только к случайным воздействиям.

Опасность, как и избирательная чувствительность, может быть выражена в некоторых случаях количественно, как минимальное количество опасного возбудителя, необходимое для инициирования взрыва. Высокая опасность, иными словами, это высокая восприимчивость к слу-

чайным возбудителям детонации, низкая опасность — это низкая восприимчивость к случайному возбуждению детонации каким-либо источником энергии, отличным от тех, которые применяются на производстве для возбуждения детонации ВВ.

Избирательная чувствительность и опасность обычно в некоторой степени совпадают в том смысле, что высокая избирательная чувствительность обычно означает высокую опасность, а низкая избирательная чувствительность может означать низкую опасность. Полезность разграничения понятий избирательной чувствительности и опасности связана с необходимостью максимального увеличения соотношения «избирательная чувствительность — опасность». Очевидность этого утверждения ясна из того, что детонирующие ВВ редко проявляют одну и ту же степень чувствительности при различных испытаниях. Сказанное также чрезвычайно наглядно иллюстрируется тем фактом, что величина этого отношения выше у современных водосодержащих смесей (как у простейших водосодержащих взрывчатых смесей, так и у водосодержащих взрывчатых веществ, чувствительных к импульсу капсюля-детонатора), чем у динамитов. Установление по возможности количественного значения этого отношения является весьма полезным. Конечно, не следует устанавливать избирательную чувствительность более высокой, чем это необходимо для обеспечения устойчивой эксплуатационной надежности. Достижение высокого значения соотношения «избирательная чувствительность — опасность» с этим дополнительным условием означает большой прогресс в технологии детонирующих ВВ.

Главным же шагом в максимальном повышении отношения «избирательная чувствительность — опасность» является более полное изучение чувствительности и всех влияющих на нее факторов. Некоторые основные факторы, влияющие на чувствительность, известны. Например, хорошо известно, что взрывы никогда не возникают (по крайней мере при использовании химических видов ВВ) до тех пор, пока температура не достигнет некоторой критической величины, значительно превышающей ту, при которой скорость химической реакции может считаться «стремительной». Значения *критической температуры взрыва,* приводимые иногда в литературе и показывающие, насколько сильно можно нагреть ВВ, прежде чем последует взрыв, обычно много ниже фактической температуры взрыва. Вернее, существуют температуры, выше которых самоускоряющиеся химические реакции (до тех пор относительно медленнее) не могут никогда снова быть замедлены посредством внешнего охлаждения. Для ВВ иногда требуется только короткий индукционный период, чтобы была достигнута эта критическая температура (неопределенная), но в большинстве случаев индукционный период между моментом эффективного «взрывного распространения» и моментом фактического развития взрыва является достаточно длительным. Эта «температура взрыва» (не следует смешивать ее с адиабатической температурой, которая также нередко упоминается в качестве «температуры взрыва») не имеет постоянного значения, а зависит в значительной степени от таких факторов, как масса заряда, температурный градиент между зарядом и окружающей его средой и теплопроводность ВВ и окружающей среды или сред.

Теория скорости реакции в применении к детонирующим ВВ является довольно сложной и разработанной [6, 15] и могла бы быть успешно использована для прогнозирования чувствительности с учетом одного важного ограничения. В то время как можно точно рассчитать, с какой скоростью реагирует большинство детонирующих ВВ при данной температуре, практически нет никакого способа определения температуры, которая разовьется в ВВ под влиянием какого-либо из известных возбудителей взрыва. Иными словами, эффективность возбудителя можно определить только экспериментальными способами. Пока существует это ограничение, чувствительность редко можно предсказать, если вообще это можно, а ее оценка почти целиком основывается на экспериментальных наблюдениях, хотя некоторые обобщения могут быть применены и обычно применяются к этой проблеме. Например, можно с достаточной уверенностью ожидать, что ВВ с наиболее высокой энергией являются и наиболее чувствительными, а ВВ с наименее низким запасом энергии — наименее чувствительными. Однако даже это кажущееся очевидным обобщение не всегда является надежным.

К четырем основным, опасным для ВВ возбудителям относятся: удар, нагревание, пламя и электрический разряд. Каждый из них при достаточной интенсивности может возбудить детонацию ВВ. *Под ударом* подразумевается сверхзвуковое воздействие, например удар со сверхзвуковой скоростью, воздействие ударных волн и т. п. Переходам удар — детонация, нагревание — детонация и горение — детонация, обозначаемым соответственно как УД, НД и ГД уделялось большое внимание, особенно в конце эпохи динамитов и в эпоху современных простейших взрывчатых смесей. Переход УД, например, был количественно объяснен для некоторых детонирующих ВВ (например, дизекайта, нитрометана и состава В (смеси циклотриметилентринитрамен/тринитротолуол/озокерит состава 60/40/1) с помощью скоростной фотосъемки (кадрированной и в режиме развертки с цветным изображением), ионизационных датчиков и электронных приборов [6, 9, 10, 11].

Аналогичные исследования были выполнены также по переходам НД и ГД. Кажется, однако, что нет существенного различия между этими тремя видами возбуждения детонации. Действительно, переход УД был вначале (вполне правильно) отнесен к переходу ГД. Поэтому можно считать, что существенные факторы во всех этих видах инициирования можно объяснить в результате детального рассмотрения перехода УД.

6.1. ИЗБИРАТЕЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ

6.1.1. Избирательная чувствительность к половине патрона и целому патрону

Избирательная чувствительность в эпоху динамитов первоначально определялась путем испытаний на чувствительность к взрыву половины патрона и целого патрона. В первом из них «активный» заряд диаметром 32 мм и длиной 102 мм и «пассивный», воспринимающий детонацию заряд таких же размеров отрезались от целого стандартного патрона диаметром 32 мм и длиной 204 мм. Активный и

пассивный заряды устанавливались на расстоянии S друг от друга так, что их срезанные концы были обращены к воздушному зазору между ними. Активный заряд инициировали капсюлем-детонатором № 6. Критерием оценки служила передача детонации или отказ. Взрывы производили до тех пор, пока не устанавливали максимальную величину S_1 для пяти последовательных взрывов с передачей детонации. Обычно наблюдался довольно широкий интервал между минимальной величиной S_1 (равной S_1^p) для пяти последовательных отказов передачи и максимальной величиной S_1 (равной S_1^*) для пяти последовательных взрывов с передачей детонации, например, S_1^p/S_1^* обычно составляло более 2. Кроме того, кривая зависимости передач детонации от S_1 была в основном S-образного вида и условный «предел чувствительности» (50% передач — 50% отказов) или S_1^* обычно находились примерно на половине расстояния между этими двумя крайними точками. Это согласуется с целью испытания на чувствительность к взрыву половины патрона, при котором критерием должна являться максимальная величина S_1 при пяти последовательных случаях детонации пассивного патрона.

Видоизмененное испытание на чувствительность к взрыву половины патрона пригодно для установления безопасного расстояния при хранении и рассредоточении зарядов во время заряжания шпуров с использованием критерия минимального расстояния при пяти последовательных отказах пассивного патрона, т. е. S_1^p. Такие данные вместе с законом подобия можно использовать для расчета безопасных расстояний между хранилищами и т. п. Однако, лучше для этой цели использовать активные заряды с отношением $l/d \approx 1$ (а не с отношением, равным 3,2, как в испытании на чувствительность к взрыву половины патрона), поскольку активный патрон с отношением $l/d=1$ намного эффективнее, чем при $l/d=3{,}2$ и ближе соответствует фактическим условиям практики хранения и транспортирования ВВ. Геометрический закон подобия для безопасных расстояний между зарядами с $l/d \approx 1$ имеет вид

$$S_1^p = 2S_{10}^p \, M^{1/3} \qquad (6.1)$$

с двукратным запасом безопасности. Этот закон был выведен автором в 1940 г. и впервые подтвержден крупномасштабными испытаниями, проведенными компанией «Кэндиэн Индастриз Лимитэд» в Канаде.

Значение S_1^* для большинства динамитов изменяется от 127 до 382 мм, что намного меньше нижнего предела этой величины для чувствительного к взрыву капсюля-детонатора айримайта и большинства других чувствительных к взрыву капсюлей-детонаторов аммиачно-селитренных ВВ без нитроглицерина.

При испытаниях на чувствительность к взрыву целого патрона в качестве активного и пассивного зарядов используются стандартные патроны диаметром 31,5 мм и длиной 202 мм. Обычно наихудшее условие передачи детонации от активного пассивному патрону бывает в случае, если торцы обоих патронов с машинной заделкой (с загибом кромки как у охотничьих патронов) обращены друг к другу. Поэтому при испытаниях патроны располагают именно таким образом.

Как и при испытании на чувствительность к взрыву половины патрона, критерием оценки здесь является та же самая передача детонации

или S_1^*. При этом испытание на чувствительность к взрыву целого патрона является более чувствительным, чем испытание на чувствительность к взрыву половины патрона, вследствие более жестких условий, чем те, в которых находятся заряды в самых глубоких шпурах (за исключением, возможно, ориентации). Однако оно, безусловно, менее воспроизводимо, чем испытание на чувствительность к взрыву половины патрона. Кроме того, при этом испытании обнаруживается больший диапазон значений S_1^* (от 2 до 50) для динамитов в зависимости от их относительной чувствительности к сверхзвуковому удару. Это объясняется тем, что материал заделки концов патронов под действием взрыва становится высокоскоростным «снарядом», к удару которого чувствительны динамиты с высоким содержанием нитроглицерина. Поэтому наиболее чувствительные динамиты при испытаниях на чувствительность к взрыву целого патрона способны передавать детонацию через очень большой воздушный промежуток. С другой стороны, безнитроглицериновые аммиачно-селитренные, обычно сравнительно нечувствительные к сверхзвуковому удару динамиты, детонируют в испытаниях на чувствительность к взрыву целого патрона при длине воздушного промежутка до 5 см. Интересным аспектом испытания на чувствительность к взрыву целого патрона являются наблюдаемые иногда две различные точки S_1^*, одна из которых находится между 51 и 127 мм, а другая — в интервале между 381 и 510 мм. По-видимому, материалу заделки торца патрона необходим некоторый путь пробега, чтобы сформироваться в небольшой плотно сбитый снаряд, эффективное ударное давление которого возрастает с расстоянием вплоть до определенной «фокусной точки».

6.1.2. Критическое содержание инертных примесей

Методом испытания на чувствительность можно определить максимальное количество инертного вещества, которое может быть добавлено к первичным детонирующим ВВ, прежде чем они перестанут детонировать в зарядах диаметром 31 мм, например, от капсюля-детонатора № 6. При этих испытаниях должны быть точно определены физические характеристики инертного материала, поскольку его способность подавлять детонацию в значительной степени зависит от физического состояния, особенно гранулометрического состава. Например, гексоген может детонировать в смесях с песком, стеклом и солью при содержании гексогена в смесях до 20%, если крупность частиц инертной добавки достаточно велика, чтобы она оставалась эффективно инертной. Напротив, при очень тонком измельчении инертной добавки гексоген в смеси с ней может оказаться неспособным к детонации при содержании до 30%.

6.1.3. Капсюли-детонаторы минимальной мощности

Капсюли-детонаторы (КД) выпускаются различной мощности, определяемой номером, причем наиболее употребительными являются № 6 и 8. Предполагается, что серия капсюлей-детонаторов должна ос-

новываться на определенном стандарте, но вследствие возможности произвольного изменения их нумерации из соображений конкуренции нет большого смысла руководствоваться указанными обозначениями. Например, КД № 6 одного поставщика может быть «мощнее» капсюля-детонатора № 8 другого поставщика.

В другом случае поставлялись капсюли-детонаторы всех номеров (от № 2 до 8) с указанием, что они прошли испытания на минимальный инициирующий импульс. Однако определение взрывчатой эффективности и инициирующей способности этих капсюлей-детонаторов показало, что КД № 2, 4 и 5 этой серии практически равноценны. Взрывчатая эффективность КД № 2 была вдвое меньше, чем у КД № 3, КД № 6 был в 4,6 раза мощнее, чем № 5, КД № 8 был в 5,9 раза мощнее КД № 5.

Поскольку для совершенствования ВВВ, чувствительных к взрыву капсюля-детонатора, крайне необходимо надежное испытание на чувствительность к взрыву капсюля-детонатора, фирма ИРЕКО разработала этот метод испытания специально для указанной цели. Капсюли-детонаторы испытательной серии содержали основной заряд прессованного тэна плотностью 1,52 г/см^3 и первичный заряд слегка уплотненного тэна массой 32,4 мг. Капсюль-детонатор инициировали отрезком ДШ определенной длины с навеской 0,85 г/м. Чтобы КД № 8 (с тэновым зарядом) этой серии был эквивалентен промышленному КД № 8, масса прессованного тэна должна составлять 0,52 (8 гран). Таким образом, случайно оказалось, что масса в гранах прессованного заряда тэна капсюлей-детонаторов испытательной серии соответствовала номеру этого капсюля. Например, КД № 1 содержал 1 гран прессованного тэна, КД № 2 содержал 2 грана, КД № 6—6 гран прессованного тэна плотностью 1,52 г/см^3 и т. д.

Эта серия капсюлей-детонаторов хотя и не предназначалась для промышленного применения, оказалась чрезвычайно удачной испытательной серией, особенно удобной для оценки избирательной чувствительности ВВВ к взрыву капсюля-детонатора. Этот вид избирательной чувствительности является весьма необходимым и полезным, поскольку даже наиболее чувствительные ВВВ не обладают достаточной чувствительностью, для того чтобы инициирование можно было осуществить капсюлем-детонатором без промежуточного детонатора. Так, айримайт обладал избирательной чувствительностью к взрыву КД, примерно соответствующей к взрыву КД № 4 по методу испытания фирмы ИРЕКО, но этот уровень избирательной чувствительности являлся не более чем достаточным для обеспечения необходимого запаса надежности при применении промышленных капсюлей-детонаторов № 6. Конечно, нет никакой пользы (скорее это вредно) в повышении избирательной чувствительности к взрыву КД сверх необходимой для нормального применения ВВ в условиях производства. В этом отношении динамиты чрезмерно чувствительны, поскольку, как правило, они детонируют от самого слабого (№ 1) КД любой серии. Вероятно, по этой причине капсюли-детонаторы, полученные от поставщиков, имели такую бессистемность в отношении сравнительной инициирующей эффективности. Иными словами, у них не было никакой необходимости в иных КД, кроме использо-

вавшихся в промышленности, а именно КД № 6 и 8, а также специальных капсюлей-детонаторов США (серия которых включает 13 номеров).

6.1.4. Избирательная чувствительность зарядов большого диаметра к восприятию детонации через воздушный промежуток

С появлением в 30-х годах простейших взрывчатых смесей (нитрокарбо-нитратных ВВ) потребовались новые методы испытания на чувствительность, поскольку эти ВВ могли успешно применяться только в зарядах большого диаметра [7, 12]. Например, критический диаметр заряда нитрамона был не менее 102 мм и он упаковывался в металлические гильзы длиной 610 мм и диаметром 127—254 мм. Шашки ПД также упаковывались в металлические гильзы примерно такого же размера (чтобы они заполняли скважину так же, как патроны нитрамона). Поэтому при испытаниях боевик из нитрамона длиной 610 мм состыковывался со стандартным патроном нитрамона такой же длины, служившим активным зарядом; в качестве пассивного заряда был также патрон нитрамона длиной 610 мм.

Активный и пассивный заряды разделялись воздушным промежутком, причем донный (гладкий и плоский) торец активного заряда был обращен к торцу пассивного заряда (на верхнем торце имеется петля для опускания заряда в скважину).

Испытание на избирательную чувствительность производилось, как правило, на поверхности грунта, которая выравнивалась для воспроизводимости результатов. Количественную оценку полученных данных производили также по критерию S_1^*. Значения S_1^* изменялись от одного до трех диаметров заряда, т. е. заряды диаметром 127 мм имели избирательную чувствительность в этих условиях от 127 до 381 мм, такая избирательная чувствительность составляет от $^1/_4$ до $^1/_{10}$ чувствительности динамитов.

Несмотря на то что данные испытаний на избирательную чувствительность в зарядах большого диаметра полезно также иметь для АС — ДТ, простейших водосодержащих взрывчатых смесей и нечувствительных к капсюль-детонатору ВВВ, с самого начала предполагалось заряжать эти смеси в скважины навалом (без упаковки, создающей промежутки между зарядами). Иными словами, при беспатронном заряжании образуются непрерывные колонки ВВ и на чувствительность зарядов не влияет наличие воздушных промежутков. В этом случае критериями эксплуатационной надежности указанных смесей становятся критический диаметр и минимальный промежуточный детонатор, МПД, обеспечивающие устойчивость детонации зарядов [7, 12]. Кроме того, размеры зарядов, необходимых для этих испытаний, обычно в 2—3 раза меньше тех, которые принимались при испытаниях зарядов на передачу детонации через воздушный промежуток. Это обстоятельство является важным, поскольку большие размеры зарядов затрудняют проведение испытаний.

6.1.5. Критический диаметр

Определение критического диаметра производилось путем установления факта восприятия или отказа детонации («да — нет») зарядов с отношением длины к диаметру от 3 до 6 и более. Во избежание усложнений в определении $d_{кр}$ инициирование зарядов производят посредством промежуточных детонаторов, в 2 раза превышающих минимально необходимый для обеспечения устойчивой детонации зарядов простейшей взрывчатой смеси. Цель испытаний на определение $d_{кр}$ — установить минимально необходимый диаметр заряда для устойчивой детонации при наиболее жестком условии (отсутствии замкнутости) и в то же время соответствующего требованию устойчивости и надежности взрывчатых характеристик ВВ в производственных условиях.

Чтобы обеспечить практически пренебрежимую замкнутость зарядов, их испытывали в тонкостенных бумажных или картонных трубках. Критерием чувствительности при определении $d_{кр}$ принята величина, обратная $d_{кр}$. Это сделано для того, чтобы высокая чувствительность характеризовалась большими величинами, а низкая чувствительность — малыми. Критерием устойчивости, как и раньше, приняты пять последовательных случаев передачи детонации.

Другими полезными рекомендациями в отношении критерия чувствительности $d_{кр}$ являются:

1. Интервалы (разница) между испытуемыми значениями не должны превышать $1/4\ d_{кр}$, т. е. при $d_{кр} < 25$ мм следует принимать интервалы в 6 мм, при 25 мм $< d_{кр} <$ 50 мм интервалы должны составлять 12 мм, при 50 мм $< d_{кр} <$ 150 мм интервалы должны составлять 25 мм и при $d_{кр} > 150$ мм испытания следует производить с интервалами не менее 75 мм. Таким образом, необходимы только следующие испытуемые размеры: 12, 18, 25, 37, 50, 75, 100, 125, 150, 225 мм (десять размеров, из которых только половина или меньше необходимы для испытания простейшей взрывчатой смеси данного вида).

2. Заряды ВВ, имеющие критический диаметр более 228 мм, считаются непригодными для промышленного применения.

3. Значение $d_{кр}$ простейшей взрывчатой смеси или ВВ, чувствительного к взрыву капсюля-детонатора, должно составлять примерно $0{,}6(\pm 0{,}2)\,d_{скв}$, где $d_{скв}$ — диаметр скважины, в которую предполагается заряжать ВВ. Введение такого запаса надежности обусловлено тем, что хотя обычно значение $d_{кр}$, полученное при взрывании в скважине, меньше значения, полученного при испытании, при скважинной отбойке имеется достаточно много неконтролируемых факторов.

С другой стороны, чтобы уменьшить до минимума опасность, следует применять взрывчатые смеси с максимальным $d_{кр}$, обеспечивающим устойчивость их взрывчатых характеристик в производственных условиях.

6.1.6. Минимальный промежуточный детонатор

Цель определения МПД по существу та же самая, что и определения $d_{кр}$, т. е. обеспечение устойчивых взрывчатых характеристик ВВ в производственных условиях. Чтобы не осложнять определение МПД

влиянием $d_{кр}$, диаметр испытуемых зарядов должен по крайней мере вдвое превышать $d_{кр}$. Как и при определении $d_{кр}$, непосредственной мерой чувствительности к МПД служит его обратная величина $(МПД)^{-1}$. Так же как и при определении $d_{кр}$, массу дополнительного промежуточного детонатора целесообразно увеличивать в геометрической, а не в арифметической прогрессии. Например, масса ПД серии *P* (из литого пентолита 50/50 с детонационным давлением $2{,}2 \cdot 10^{10}$ Па) принятых фирмой ИРЕКО, начиналась с 5 г (и наибольшего номера, означавшего высокую чувствительность к дополнительному детонатору) и удваивалась с каждым последующим номером серии. Таким образом, шашки ПД серии *P* имеют семь номеров и массу 5, 10, 20, 40, 80, 160 и 320 г. При замене шашек ПД серии *P* литыми тротиловыми массу последних увеличивали в 1,2 раза. Поэтому масса шашки ПД «Проукор 3С» достигает 385 г. Однако в силу экономических соображений (а не стремления обеспечить наилучшие характеристики) взрывчатая эффективность промышленных шашек ПД не всегда соответствует показателям опытных партий.

Шашки ПД массой от 40 до 320 г удобны при определении избирательной чувствительности к МПД зарядов большого диаметра простейших взрывчатых смесей, АС — ДТ и простейших водосодержащих взрывчатых смесей, которые применяют в скважинах диаметром от 152 до 228 мм и более. Шашки же массой 5—80 г применяются для водосодержащих взрывчатых смесей в скважинах диаметром 51—127 мм. Для инициирования зарядов водосодержащих ВВ, чувствительных к взрыву капсюля-детонатора и применяемых в шпурах или скважинах диаметром менее 51 мм, применяют тэновые электродетонаторы.

6.1.7. Избирательная чувствительность к инициированию взрывающейся проволочкой

Юдай (ИРЕКО) и Кампанелла (Милпер, Инк) [24] разработали не только метод изучения электронной плотности во внешней газоразрядной плазме в высоком вакууме, предназначенный для исследований в космосе, но также метод и средства изучения избирательной чувствительности к инициированию взрывающейся проволочкой в высоком вакууме. Исследования производили в колоколообразной взрывной камере размером 457×660 мм и объемом 110 л, основанием которой служила плита из мягкой стали диаметром 510 мм и толщиной 51 мм с вмонтированными в нее двумя вводами вакуумных коммуникаций и тремя герметизированными вводами кабелей электрического питания.

Вакуумная система включает вакуумный насос Вэлч «Дуо-Сил», соединенный через высоковакуумный кран с одним из вакуумных вводов в основании камеры. Другая вакуумная линия соединяется с манометром Мак-Леода, что позволяет измерять давление в системе как перед взрывом, так и сразу после него.

Два герметизированных ввода типа Амфенол, рассчитанные на 5 кВ, используют для питания взрывной цепи независимо от цепи измерения электронной плотности. Электрические цепи выполнены из двой-

ного коаксиального кабеля с оплеткой, служащей электростатическим экраном для двух центральных проводников. Третий электрический герметизированный ввод типа Амфенол № 82—66 предназначен для цепи измерения электронной плотности.

Керамическую державку от термопары диаметром 6,4 мм используют одновременно для крепления как проволочного мостика, так и заряда. Мостик представляет собой проволочку небольшой длины из сплава серебра с медью (состав 85 : 15) диаметром 0,033 мм, припаянную к двум проволочным стойкам, пропущенным сквозь небольшие отверстия в керамической державке от термопары. Заряд ВВ помещают на мостик и это устройство укрепляют внутри взрывной камеры. Разряд конденсатора емкостью 1 Ф при напряжении 4600 В через мостик приводит к взрыву проволочки, который возбуждает детонацию соприкасающегося с ним заряда.

В начальной стадии была установлена возможность возбуждения детонации заряда тонкоизмельченного тэна, подготовленного вручную, при подходящей форме и замкнутости под влиянием разряда конденсатора емкостью 1 мкФ, заряженного до напряжения 1500 В. В описанных Юдаем и Кампанеллой экспериментах в условиях незамкнутой системы заряды сверхтонкого порошка тэна (полученного осаждением в проточной воде из раствора в ацетоне) устойчиво детонировали при атмосферном давлении. То же происходило и с зарядами сверхтонкого порошка гексогена. В вакууме, однако, таблетки сверхтонкого гексогена и тэна массой 20 мг не детонировали. Более плотно напрессованные на проволочки заряды сверхтонкого тэна массой 30 мг также не детонировали. Заряды тэна, сенсибилизированного 8% технического порошкообразного алюминия, давали и детонацию, и отказы, однако заряды более чувствительной смеси сверхтонкий тэн/технический порошкообразный алюминий состава 97/3 детонировали во взрывной камере (почти) устойчиво. Следовательно, смесь 97/3 обладает критической чувствительностью при инициировании в высоком вакууме посредством взрывающейся проволочки. Эти результаты наглядно продемонстрировали влияние давления воздуха на чувствительность зарядов тэна к инициированию взрывающейся проволочкой. Если основываться на энергетическом критерии $(CV)^2/2$ и учитывать, что сверхтонкий тэн значительно чувствительнее обычного, станет очевидно, что количество электрической энергии, необходимой для инициирования зарядов тэна в вакууме, более чем в 10 раз выше, чем в воздухе при атмосферном давлении.

Смесь тэна с техническим порошкообразным алюминием состава 97/3 использована в опытах Юдая — Компанеллы в качестве первичного инициатора (или боевика) для других смесей, в том числе литой смеси (гексоген/тротил/алюминий/нитрат цезия) (32/24/20/24), а также сверхтонкого гексогена и тэна, которые использовались в смесях в виде порошка ($\rho_1 = 0{,}8$ г/см^3), уплотненного порошка ($\rho_1 = 1$ г/см^3) и плотно спрессованных таблеток ($\rho_1 = 1{,}3$ г/см^3) для генерации плазменного облака при космических исследованиях.

Значение метода Юдая — Кампанеллы состоит в том, что он позволяет изучать избирательную чувствительность к инициированию сравнительно чувствительных (даже вторичных) взрывчатых веществ в зави-

симости от давления и он дает представление о наилучших способах генерирования высокоионизированных (плазменных) облаков в вакууме с помощью ВВ (для использования при изучении глубокого космоса).

Возможно, что один из наилучших методов получения долгоживущего высокоионизированного газового облака в космическом пространстве состоит в применении бериллиевых облицовок для кумулятивных зарядов, причем толщина облицовки должна быть несколько меньше, чем у заряда с оптимальным кумулятивным действием. Плотность электронов в таких бериллиевых облаках должна быть заметно выше, чем при использовании $CsNO_3$, вводимого в ВВ. Кроме того, преимущество кумулятивной облицовки состоит в том, что она не снижает энергию взрыва ВВ.

6.2. ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ ИЗБИРАТЕЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ К МИНИМАЛЬНОМУ ПРОМЕЖУТОЧНОМУ ДЕТОНАТОРУ И ЕГО ДЕТОНАЦИОННЫМ ДАВЛЕНИЕМ

Между массой МПД и детонационным давлением p_2 ПД существует тесная зависимость. На рис. 6.1 показана такая зависимость для водосодержащего ВВ с тротилом (с 21% гранулированного ТНТ) и для смеси АС—ДТ, из которой следует:

1) масса МПД при $p_2=2{,}5\cdot10^9$ Па в 10 раз больше, чем при $p_2=2{,}3\cdot10^{10}$ Па (МПД изменяется примерно как $p^{-\frac{1}{2}}$;

2) кривая изменения МПД для водосодержащих ВВ с тротилом приблизительно параллельна кривой для АС — ДТ, но располагается несколько выше;

3) наиболее высокой чувствительностью к МПД обладает смесь АС — ДТ с наиболее мелкой АС. Чувствительность смеси АС — ДТ, приготовленной на тонкоизмельченной (в шаровой мельнице) АС соответствует (почти) чувствительности к капсюлю-детонатору, и проходящая через точку с такой чувствительностью кривая примерно параллельна данной кривой. Действительно, стоит только измельчить гранулы АС — ДТ так, чтобы половина их проходила сквозь сито с отверстиями диаметром 0,42 мм, как смесь становится чувствительной к капсюлю-детонатору.

Быстро и легко оценить от-

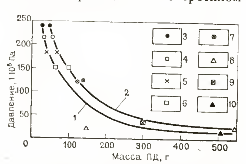


Рис. 6.1. Зависимость минимальной массы ПД, необходимого для возбуждения детонации зарядов АС—ДТ и водосодержащего ВВ с тротилом от детонационного давления (МПД изменяется пропорционально $1/p_2$):

1 — АС — ДТ состава 96/4; *2* — смесь ТНТ (крупнозернистый)/АС/H_2O состава 21/64/15; *3* — состав В; *4* — литой пентолит 50/50; *5* — прессованиый тетрил ($\rho_1=1{,}55$ г/см³); *6* — литой ТНТ; *7* — прессованиый ТНТ ($\rho_1=1{,}4$ г/см³); *8* — тонкоизмельченная смесь АС и ДТ ($\rho_1=0{,}75$ г/см³); *9* — тонкоизмельченный ТНТ ($\rho_1=0{,}8$ г/см³); *10* — тонкоизмельченная смесь алюминий/АС/ДТ состава 50/47/3 ($\rho_1=0{,}72$ г/см³)

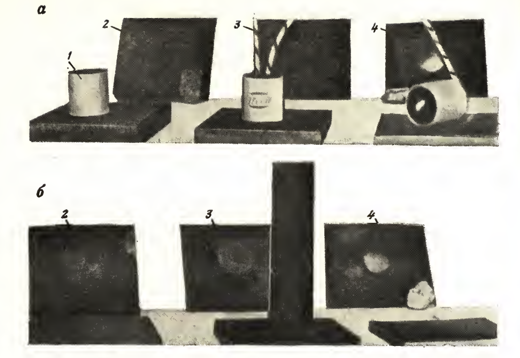


Рис. 6.2. Экспериментальное определение пробивного действия шашки ПД «Проукор 2А» (d=51 мм, l=51 мм) с патроном желатин-динамита (d=51 мм, l=102 мм):
1 — шашки ПД «Проукор 2А»; *2, 3, 4* — стальная пластина 150×150 мм толщиной соответственно 25,4; 19 и 12,7 мм

носительную бризантность (или детонационное давление) боевика можно методом пробивания пластинки. На рис. 6.2 сопоставлено пробивное действие шашки ПД «Проукор 2А» (d=51 мм, l=51 мм, масса 160 г) и вчетверо большего по размеру (d=51 мм, l=102 мм, масса 560 г) ПД из 75%-ного страйт-желатин-динамита. Оценка их относительного пробивного действия производилась с помощью стальных пластин («свидетелей») толщиной 25,4; 19 и 12,7 мм.

Безусловное превосходство шашки ПД «Проукор 2А» видно из того, что она пробивает пластину толщиной 19 мм, тогда как в 3,5 раза больший по массе ПД из 75%-ного желатин-динамита ее не пробивает. Кроме того, выбоина в пластине толщиной 25,4 мм была более глубокой от шашки ПД «Проукор 2А», чем от ПД из желатин-динамита. Отверстие в пластине толщиной 12,7 мм было также больше и более четкое от шашки ПД «Проукор 2А» (см. рис. 6.2, *б*).

6.3. ОПАСНОСТЬ СЛУЧАЙНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Учитывая почти полную несостоятельность теоретических методов в определении и оценке опасности каждой отдельной разновидности из четырех главных видов опасных факторов — нагревания, пламени, уда-

ра и электрического разряда, следует обязательно прибегать к экспериментальному методу.

Из-за многочисленности всех когда-либо проведенных испытаний на опасность рассмотреть их здесь в отдельности не представляется возможным. Некоторые методы испытаний стали общепринятыми в эпоху динамитов. Сюда относятся испытания на термостойкость по Абелю, на электрический разряд, удар или испытание падающим грузом, испытание на фрикционном маятнике. Однако редко одно и то же испытание производилось одинаково разными исследователями. Более того, многочисленные попытки стандартизировать испытание падающим грузом, предпринятые в начальный период второй мировой войны, окончились неудачей, поскольку не получили всеобщей поддержки. Многочисленность различных испытаний и модификаций их частных видов свидетельствовала о недостатках в оценке опасности.

В 1962 г. при сильном пожаре, разрушившем завод в Бейвэбике, штат Миннесота (США), не взорвались несколько тонн водосодержащих ВВ с тротилом и водосодержащих ВВ, сенсибилизированных бездымным порохом. Это свидетельствовало о необходимости новых методов испытаний, поскольку даже при таких современных промышленных ВВ не исключены случайности. Кроме того, нельзя правильно оценить степень опасности при испытании, в котором не происходит ни детонации, ни отказа.

6.3.1. Воздействие высокоскоростного удара пластинки на простейшие взрывчатые смеси

Скорость пластинки $V_п$ можно точно определить по уравнению гидродинамической теории детонации для головной части волны

$$V_п = 2M_в W/(M_в + M_п), \quad (6.2)$$

где $M_в$ — масса вещества в головной части детонационной волны; W — скорость частиц.

Обе величины определяются на основе гидродинамической теории и методов, описанных в работе [6]; $M_п$ — масса пластинки, подбираемой так, чтобы взрывной импульс не вызывал ее разрушения. В испытаниях методом ВУП применяли заряды смеси гексоген/тротил/парафин в соотношении 60/40/1 с $l/d = 1$ и пластинки, толщина которых удовлетворяла соотношению $0{,}6 < \frac{M_в}{M_п} < 1{,}4$.

Критерием количественной оценки являлась кинетическая энергия ($Э_{кин}$) удара.

При испытаниях на чувствительность методом ВУП зарядов из смеси АС — ДТ и водосодержащих ВВ расстояние, обеспечивающее безопасность экспериментов по дальности разлета пластинок, устанавливалось равным 6 м.

В соответствии с предварительно установленным «торцевым эффектом» диаметр заряда принимался на 6 мм больше диаметра пластины.

Для предотвращения дробления пластинки между ней и зарядом помещали прокладки толщиной 2 мм из бальсовой древесины.

Отношения l/d и t/d (t — толщина пластинки) для данной серии испытаний сохранялись постоянными, следовательно, скорость $V_п$ оставалась постоянной, и энергия $Э_{кин}$ для различных пластинок изменялась прямо пропорционально их массе. Условия, соответствующие возбуждению детонации или отказу, определялись методом «вверх — и — вниз» с использованием необходимого числа различных зарядов. Исследуемый заряд, например, простейшей взрывчатой смеси имел диаметр 228 мм и отношение $l/d=2$.

Чувствительность зарядов АС — ДТ, оцененная методом ВУП, изменяется от 15 до $5{,}4\cdot10^5$ Дж в зависимости от вида противослеживаемостного агента в гранулах АС. Чувствительность зарядов водосодержащего ВВ с тротилом составляла от $1{,}67\cdot10^6$ до $1{,}02\cdot10^7$ Дж и более в зависимости от процентного содержания тротила. Шашки ПД «Проукор 3С» для простейших взрывчатых смесей имели чувствительность к ВУП, равную $5{,}4\cdot10^5$ Дж.

Фирма ИРЕКО использовала метод ВУП для оценки опасности ацетиленовых баллонов. Ацетилен в этих баллонах разбавляли ацетоном, чтобы сделать его «невзрывчатым». Однако на основе оценки величины энергии, заключенной в заряде диаметром 254 мм, применявшемся при испытании методом ВУП, было предсказано, что взорвется не только наполненный ацетиленом баллон, а вероятно, даже ацетоновоздушная смесь. Результаты были поразительны: баллон с содержимым был полностью раздроблен и обратился в огромный огненный шар, а затем в грибовидное облако.

6.3.2. Метод дифференциального термического анализа

Метод дифференциального термического анализа (ДТА) начали применять к ВВ в начале современной эры ВВ, причем наиболее ранней в данной области является работа Кистяковского и Гвинна, выполненная в связи с катастрофой в г. Техасе в апреле 1947 г.

Как правило, АС — ДТ, ВВВ и ПВВС имеют примерно такую же термостойкость, как чистая АС. ВВВ и ПВВС теряют воду при относительно низкой температуре и это, конечно, сопровождается большими эндотермическими пиками. Экзотермическое разложение водных растворов АС, смешанных с материалами карбогидратного типа, начинается примерно при температуре 100 °С [16], но загустители для ВВВ и ПВВС (главным образом гуар-гам, крахмал и мука) вводили в таких малых количествах, что их экзотермическое разложение маскировалось эндотермическими реакциями и поэтому редко обнаруживалось при испытании методом ДТА. Такие медленные реакции, как например $Al+H_2O$, в которых может быть длительный индукционный период до начала реакции, также не обнаруживаются этим методом. Эти примеры иллюстрируют ограниченные возможности метода ДТА, поскольку оба этих фактора могут при определенных условиях создать опасность раз-

вития реакции, если алюминизированная ПВВС надлежащим образом не стабилизирована против них.

В конце концов единственным способом определения термической стабильности ВВ, в котором имеются следы ингредиентов или идут реакции, подобные реакции $Al+H_2O$, которые могут не начаться в течение относительно короткой продолжительности ДТА, являются длительные измерения изотермического газовыделения при различных температурах, значительно превышающих температуру окружающей среды. Скорость газовыделения часто является чувствительным указателем подобной опасной нестабильности.

6.3.3. Испытания на чувствительность методом набора прокладок

С первых дней осуществления программы «глубокий космос» военные организации США проявили интерес к оценке чувствительности многих «экзотических» горючих, включая так называемое однокомпонентное ракетное топливо (ОРТ). Как известно, ОРТ обычно является детонирующим ВВ. Чтобы найти достаточно безопасное для применения ОРТ, применяли метод набора прокладок (МНП). При этом методе для возбуждения перехода УД используется (постоянный) активный заряд, вначале представлявший собой навеску прессованного тетрила массой 50±1,5 г (d=4,17 см, l=2,54 см) при соответствующей плотности. Испытуемый заряд является пассивным. Промежуток между зарядами заполняется набором из n пластмассовых прокладок толщиной 0,25 мм. Поскольку МНП предполагали использовать главным образом для оценки жидких ВВ, то пассивный заряд заключали в металлическую гильзу ($d_{внутр}$=25,4 мм). Поверхность пластмассовой прокладки, прилегающей к пассивному заряду, покрывали тефлоном или тонким металлическим экраном. Активный заряд инициировали специальным электродетонатором № 13.

Пределом опасности в этом случае являлась точка, соответствующая отношению 50/50 случаев передачи детонации/отказ, установленная Брацетоном методом «вверх — и — вниз» [18]. Он вначале приближенно определил n^*. Затем, начиная с этой точки, было произведено 20 последовательных взрывов, причем n увеличивалось на единицу после каждой передачи детонации и уменьшалось на единицу после каждого отказа. Точка, соответствующая отношению 50/50 передача/отказ, устанавливалась построением зависимости процентного количества передач детонации от n, причем n^* являлась точкой пересечения кривой с линией 50/50.

6.3.4. Калибровка при методе набора прокладок

Метод набора прокладок был тщательно разработан, но имел ряд недостатков: 1) он применим к ВВ с критическим диаметром не более 25 мм; 2) каждое определение было дорогостоящим, громоздким и длительным; 3) он не позволял определять каталитические эффекты метал-

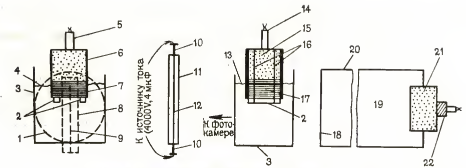


Рис. 6.3. Схемы устройств для калибровки испытаний МНП с помощью аквариума [8]:
1 — подсветка осветительной бомбой из детонирующего ВВ для съемки в проходящем свете; *2* — деревянные подставки; *3* — стеклянный сосуд; *4* — уровень воды; *5* — электродетонатор; *6* — активный заряд; *7* — прокладки; *8* — подсветка осветительной бомбой с взрывающейся проволочкой для съемки в проходящем свете; *9* — фокус щелевой камеры; *10* — гвоздь; *11* — стеклянная капиллярная трубка внутренним диаметром 1 мм; *12* — проволока из сплава серебра с медью длиной 76 мм и диаметром 0,033 мм, припаянная к гвоздям; *13* — уровень воды; *14* — электродетонатор; *15* — активный заряд; *16* — резиновые шнурки; *17* — прокладки; *18* — просвечивающееся окно; *19* — воздух или аргон; *20* — картонная оболочка; *21* — заряд литого тротила или смеси гексоген/тротил/парафин в соотношении 60/40/1; *22* — шашка ПД

лической поверхности, которые иногда вполне заметны, особенно при небольших n^* и 4) в качестве испытания на передачу детонации он является довольно грубым. Поскольку испытание было дорогостоящим, его следовало оснастить приборами.

Указав на эти недостатки испытаний МНП, автор и Юдай [13] произвели калибровку системы активный заряд — набор прокладок и применили лучший, более воспроизводимый активный заряд (тетрил проявляет нежелательную нестабильность) с соответствующими калибровочными кривыми. Калибровка активного заряда была произведена путем замены пассивного заряда аквариумом по величине начальной скорости ударной волны (и давлению [8]) в воде в зависимости от числа прокладок с использованием устройств и методов, иллюстрируемых рис. 6.3.

Уравнение несоответствия импедансов двух сред для этого случая можно записать в виде

$$p_{и} = p_{пр}\,[(\rho V)_{пр} + (\rho V)_{и}]/2\,(\rho V)_{пр}, \qquad (6.3)$$

где индексом и обозначена среда с идущей волной, индексом $_{пр}$ — среда с прошедшей волной; V — скорость ударной волны; ρV — импеданс.

Если обозначить $(\rho V)_{я.п}$ — импеданс набора прокладок ($n > 0$); $\rho_1 D$ — импеданс активного заряда ($n = 0$) и $(\rho V)_{в}$ — импеданс воды, то для рассматриваемой системы можно написать следующие соотношения:

$$p_{в}\,[(\rho V)_{в} + (\rho V)_{н.п}]/2\,(\rho V)_{в} = p_{и.п} \quad (n > 0); \qquad (6.4)$$

$$p_{в}\,[(\rho V)_{в} + (\rho_1 D)]/2\,(\rho V)_{в} = p_{н.п} \quad (n = 0). \qquad (6.5)$$

При этом предполагается, что значения всех входящих в эти уравнения величин берутся на поверхностях раздела между прокладками и

зарядом и между прокладками и водой. Для решения уравнений (6.4) и (6.5) необходимо определить $p_в$, $V_в$ и $V_{и.п}$ или D; все остальные величины известны. Величина $V_в$ измеряется непосредственно методом аквариума. Величина D в данном случае известна, а в других случаях легко определяется с помощью скоростной фотосъемки в режиме развертки или осциллографирования с применением ионизационных датчиков. Определение $V_{и.п}$ более трудоемкое, но может быть выполнено с помощью скоростной фотосъемки путем многократных измерений интервалов времени между входом ударной волны в набор прокладок и выходом из него с небольшим увеличением толщины набора, например на толщину одной прокладки при каждом измерении. На рис. 6.4 и 6.5 приведены средние скорости для активных зарядов тетрила, пентолита и тротила различных размеров.

Чтобы связать скорость смещения свободной поверхности и скорость ударной волны, использовалось уравнение гидродинамики

$$p = \rho_1 V u,$$

где $u = V_{св.пов}/2$.

Результаты дали необходимую калибровку $p(V)$ в требуемом диапазоне давлений для применения к испытаниям МНП. Применение данных $p(V)$ для воды позволило по данным $V_в(n)$ построить желаемые кривые $p_в(n)$ (рис. 6.6 и 6.7), посредством которых можно производить прямую калибровку различных систем «активный заряд — набор прокладок» на основе фактических значений начального давления ударных волн, входящих в воду. Чтобы от этих результатов перейти к определению начального давления ударной волны в пассивном заряде, необходимо также знать $(\rho V)_{п.з}$, т. е. импеданс пассивного заряда. Его можно также определить с помощью скоростной фотосъемки пассивного

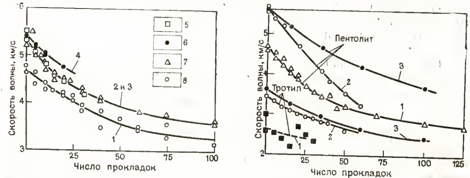


Рис. 6.4. Зависимость начальной скорости ударной волны в воде от числа прокладок между активным тетриловым зарядом и водой:

1—4 — номера серий опытов; *5* — активный заряд тетрила (d=4,14 см, l=2,54 см, m=51,3 г), инициируемый ПД из литого пентолита 50/50 (d=3,81 см, l=2 см, m=12 г); *6* — d=4,14 см, l=7,62 см, m=154 г; *7* — d=4,14 см, l=5,08 см, m=103 г; *8* — d=4,14 см, l=2,54 см, m=51,3 г

Рис. 6.5. Зависимость начальной скорости ударной волны в воде от числа прокладок между активными зарядами тонкодисперсного тротила и литого пентолита 50/50 и водой:

1—3 — серии опытов

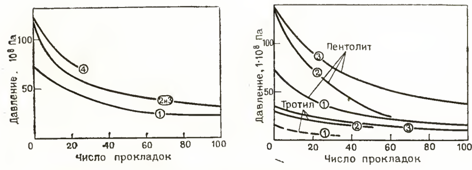


Рис. 6.6. Зависимость начального давления ударной волны в воде от числа прокладок между активным зарядом тетрила и водой:
1—4 — серии опытов

Рис. 6.7. Зависимость начального давления ударной волны в воде от числа прокладок между активными зарядами тонкодисперсного тротила и литого пентолита 50/50 и водой

заряда в проходящем свете (в случае прозрачности заряда), так как детонация в заряде возникает только спустя время τ и на расстоянии S_2, или путем погружения всей системы в аквариум (при непрозрачности заряда). Тогда начальное давление ударной волны в пассивном заряде $p_{п.з}$ можно вычислить из уравнения

$$p_{п.з} = \frac{p_в\,[1 + (\rho V)_{н.п}/(\rho V)_в]}{1 + (\rho V)_{н.п}/(\rho V)_{п.з}}. \qquad (6.6)$$

Изложенная выше работа с активными зарядами пентолита и тротила была выполнена с целью расширения диапазона давления ударных волн при испытаниях по методу МНП, а также для выбора наилучшего, более надежного активного заряда.

Были исследованы также активные заряды литого пентолита 50/50 и результаты показаны тремя верхними кривыми на рис. 6.7. Заметно близкое сходство кривых тетриловой серии *1* и пентолитовой серии *1*, показывающее, что последний заряд, инициированный взрывом основного заряд тэна низкой плотности ($\rho \approx 1$ г/см³), соответствует стандартному заряду. Однако метод аквариума показал, что активный заряд тетрила также детонировал с невысокой и непостоянной скоростью от капсюля-детонатора массой 350 мг с взрывающейся проволокой. Для проверки предположения, что это было вызвано использованием слабого инициатора, были проведены две серии взрывов с активными зарядами пентолита массой 38 г (d=3,8 см, l=2 см). В одной из них масса заряда детонатора с взрывающейся проволочкой была увеличена от 0,35 до 2 г. Это привело к повышению скорости $V_в(n=0)$ от 4,7 до 5,1 км/с, что все же было несколько ниже гидродинамической величины 5,6 км/с. В следующей серии для возбуждения детонации активных зарядов были использованы тетриловые таблетки массой 10 г, что привело к ожидаемой величине $V_в(n=0)$, соответствующей идеальной детонации

с детонационным давлением $21{,}6 \cdot 10^{10}$ Па, рассчитанным обратным методом по уравнению состояния.

Хотя было желательно использовать слабые электродетонаторы с пентолитовыми боевиками и исключить необходимость применения специальных электродетонаторов, но они не вызывали устойчивой детонации 38-граммовой пентолитовой шашки ПД с максимальной скоростью. Поэтому были проведены также испытания с активными зарядами литого пентолита 50/50 (которые инициировались специальными электродетонаторами), результаты которых показаны на рис. 6.5 пентолитовой серией *2*. Как видно, $V_в(n=0)$ находится в этом случае в хорошем согласии с расчетной величиной, что подтверждает преимущество мощного инициатора. Кривая $V_в(n)$ серии *2* для пентолита быстро снижается с увеличением n, что объясняется небольшой величиной и, следовательно, слабым торцевым импульсом взрыва активного заряда массой 38 г. Однако кривая $V_в(n)$ расположена значительно выше кривых, полученных с тем же самым активным зарядом и слабым электродетонатором и с мощным стандартным активным зарядом тетрила и мощным специальным электродетонатором. Этот вывод особенно интересен, так как показывает, что активный пентолитовый заряд значительно лучше тетрилового не только потому, что специальный электродетонатор возбуждает в нем детонацию с максимальной скоростью при меньшей массе заряда (тогда как в стандартном тетриловом активном заряде большего размера при тех же условиях возникает низкоскоростная детонация), но также потому, что он позволяет перекрыть в 2 раза больший диапазон давлений, чем стандартный активный заряд.

Пентолитовая серия *3* (см. рис. 6.5) была получена с применением сдвоенных активных зарядов пентолита массой 38 г ($d=3{,}8$ см, $l=4$ см), инициировавшихся специальным электродетонатором. Результаты показали, что этот заряд не только детонировал от специального электродетонатора, но детонация его проходила с идеальной гидродинамической скоростью. Это подтверждалось тем, что детонационное давление в этом случае не повышалось с увеличением размеров (длины и диаметра) заряда.

На рис. 6.5 показаны также результаты трех серий испытаний с применением зарядов диаметром 3,8 см тонкоизмельченного тротила низкой плотности ($\rho_1=0{,}87$ г/см^3), инициирование которых во всех трех сериях производилось специальными электродетонаторами. При коротком ($l=2$ см) активном заряде тротила массой 20 г значения $V_в(n)$ были крайне неустойчивые и соответствующие точки $V_в(n)$ располагались значительно ниже ожидаемых идеальных (серия *1* для ТНТ).

С активными зарядами, длина которых была увеличена до 5 см (и масса до 50 г) была получена плавная кривая $V_в(n)$ (две тротиловые серии), но значение $V_в(n=0)$ лежало все еще ниже ожидаемой величины, основанной на расчетном давлении детонации. Поэтому серия *3* экспериментов была проведена с активными зарядами тротила ($d=3{,}8$ см, $l=5$ см), инициирование которых производилось таблетками тетрила массой 10 г (кривая *3* для ТНТ). При этом значение $V_в(n=0)$ хотя и поднялось несколько выше, но все же оставалось ниже величины, вычисленной для идеальной детонации низкоплотного тротила. Однако

превосходная воспроизводимость кривой $V_в(n)$ для тонкодисперсного тротила низкой плотности (серия *2* для ТНТ) показала, что этот активный заряд был бы очень полезен при испытаниях наиболее чувствительных ВВ, способных детонировать под воздействием ударных волн с очень низкими давлениями, что позволяет использовать небольшое количество прокладок и, следовательно, повысить чувствительность метода МНП при испытании более чувствительных пассивных зарядов.

6.4. СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДА ИСПЫТАНИЯ НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К ВОЗДЕЙСТВИЮ УДАРНОЙ ВОЛНЫ, ПРОШЕДШЕЙ ЧЕРЕЗ ПЛАСТИНКУ — ТЕПЛОВОЙ ФИЛЬТР

На фоторегистрацию типичного следа взрыва (рис. 6.8) нанесены обозначения, использованные [9—11] для пояснения терминов, употребляемых при испытании на чувствительность методом УВПФ, в данном случае на следы взрыва зарядов состава В (гексоген/тротил/парафин в соотношении 60/40/1), активного и пассивного (d=4,8 см). Измерение расстояния, времени и скорости более точно производится при фотографировании в режиме фоторегистра, но более глубокое проникновение в детали процесса достигается при применении кадрированной съемки с микросекундной частотой, особенно цветной.

Рис. 6.8. Фоторегистрация типичного следа взрыва с нанесенными обозначениями терминов, используемых при испытаниях методом УВПФ:

1 — активный заряд; *2* — стеклянная пластинка; *3* — пассивный заряд

На рис. 6.9 показана серия кадров фоторегистрации перехода ударной волны в детонационную (УД) в пассивном заряде (d=48 см) состава В, расположенном в аквариуме. Активный заряд и стеклянная пластинка — тепловой фильтр находились при этом вне аквариума. Как видно, можно без труда наблюдать плоскость (поверхность) перехода ударной волны в детонационную (УД) посредством ударной волны в воде, поскольку последняя генерируется ударной волной перехода (УД). Преимущественно данного метода состоит в том, что он позволяет также измерять давление начальной ударной волны, переходящей в детонационную, а также детонационное давление в торце заряда.

На рис. 6.10 показаны зависимости между временем τ, толщиной пластинки S_1 и расстоянием S_2, на котором в заряде происходит переход ударной волны в детонационную (УД), полученные при испыта-

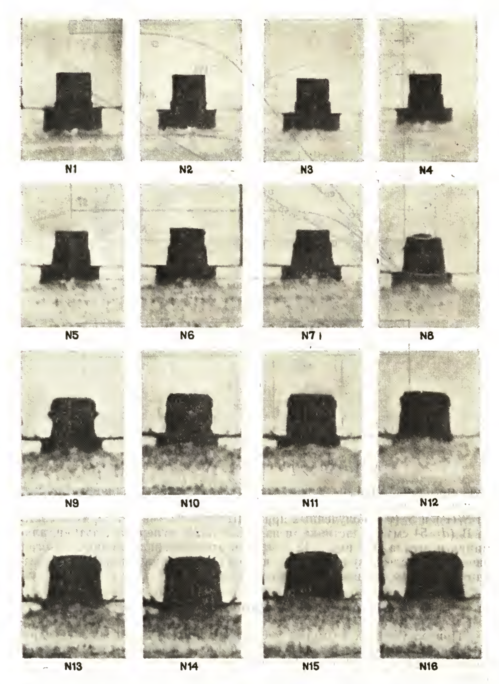
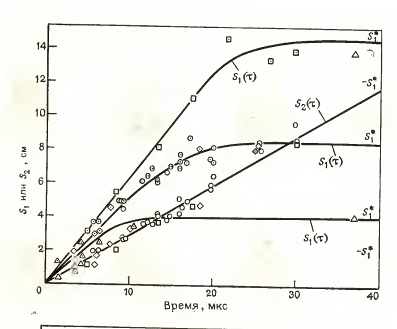


Рис. 6.9. Кадры фоторегистрации процесса возбуждения детонации погруженного в воду заряда состава В диаметром 4,8 см при испытании методом УВПФ с интервалом 2,08 мкс



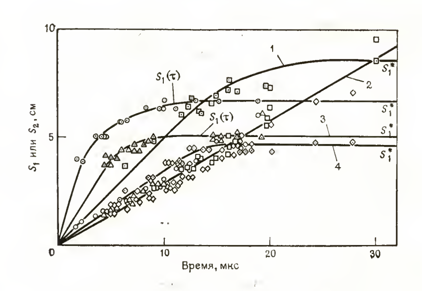
Диаметр заряда, см			
$S_1(\tau)$	$S_2(\tau)$	активного	пассивного
⊡	□	7,26	7,26
⊙	○	5,08	5,08
◈	◇	4,8	4,8
◬	△	3,2	4,8

Рис. 6.10. Зависимости между τ и S_1 при возбуждении детонации заряда состава В ударной волной через стеклянную пластинку-фильтр

ниях методом УВПФ пассивных зарядов состава В различного диаметра при стеклянных пластинках-фильтрах. На рис. 6.11 показаны графики $S_1(\tau')$ и $S_2(\tau')$, полученные при испытании пассивных зарядов состава В ($d=54$ см) с пластинками из стали (0,2% углерода), латуни, алюминия и стекла. На рис. 6.12 показаны графики, построенные на ограниченном числе результатов и позволяющие приближенно оценить влияние длины активного заряда на τ' и S_2.

6.4.1. Анализ зависимостей $S_1(\tau)$ и $S_2(\tau)$

При постоянных размерах пассивных зарядов и при использовании стеклянных пластинок отношение S_1^*/d' (d' — эффективный диаметр активного заряда, равный $d - 0{,}6$ см) составляло 1,95 для активных зарядов диаметром 4,8 и 7,26 см (это отношение составляло 1,6 при диаметре активного заряда 3,2 см и применении стеклянных пластинок). При использовании стальных пластинок величина S_1^*/d' равнялась 1,05



$S_1(\tau)$	$S_2(\tau)$	Материал
⊙	○	Алюминий
△	△	Латунь
⊡	□	Сталь
x	+	Стекло

Рис. 6.11. Сравнительные зависимости между τ_1, толщиной S_1 и расстоянием S_2 при возбуждении детонации зарядов состава В ударной волной через пластинки из:
1 — стекла; *2* — алюминия; *3* — латуни; *4* — стали

для активных зарядов диаметром 5,4 и 7,8 см. Следовательно, значение S_1^*/d оставалось почти постоянным при изменении диаметра пассивного заряда. Однако при одинаковых диаметрах пассивного и активного зарядов величина S_1^*/d' возросла с увеличением диаметра с 1,15 при d=3,2 см до 1,95 при d=4,8 см и до 2,2 при d=7,26 см, что отчетливо указывало на влияние диаметра пассивного заряда.

Влияние длины активного заряда было почти таким, как предполагалось на основании известного изменения торцевого (осевого) импульса в зависимости от длины заряда. Было установлено, что, как правило, торцевой импульс возрастает с увеличением длины заряда до l/d=3,5. При $l/d \geqslant 3,5$ он остается постоянным.

Поразительным результатом явилось постоянство отношения S_2/τ', равное 2,9±0,2 км/с. Оно не зависело не только от длины и диаметра активного и пассивного зарядов, но также от рода материала пластинок. Кроме того, скорость нереактивной ударной волны, которая наблюдалась (по кадрам фотосъемки с интервалом 1 мкс) на поверхности пассивного заряда, имела ту же самую величину, т. е. величина S_2/τ' согласовалась по существу с наблюдавшейся скоростью «инертной» удар-

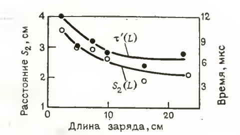


Рис. 6.12. Зависимость S_2 и τ' от длины активного заряда диаметром 4,8 см

ной волны, которую можно видеть на кадрах фотосъемки, снятых в отраженном свете, движущейся вдоль поверхности пассивного заряда состава В до перехода ее в детонационную (УД).

6.4.2. Переход ударной волны в детонационную

Пластинка — тепловой фильтр пропускает в пассивный заряд «чистую» ударную волну. Интенсивность этой волны совершенно недостаточна, чтобы вызвать детонацию. Однако она достаточно интенсивна (если $S_1 < S_1^*$), чтобы сжать ВВ до металлоподобного состояния. Поэтому сначала она распространяется в пассивном заряде как «нереактивная» волна, по-видимому, со скоростью звука. Однако, войдя в пассивный заряд, ударная волна повышает температуру ВВ до такой степени, что начинается его адиабатическое разложение. Точка максимальной температуры в прошедшей волне (до перехода горения в детонацию) находится на поверхности раздела между пластинкой-фильтром и пассивным зарядом (на оси заряда). Поэтому температура в этой точке (за счет экзотермического, возможно, почти адиабатического разложения ВВ) достигает критического значения $T_{кр}$, достаточного для возникновения высокой теплопроводности за $\tau' - \tau_{имп}$, где $\tau_{имп}$ — время, необходимое для инициирующего (теплового) импульса, чтобы сформироваться и скачком догнать фронт ударной волны. В дизикайте и нитрометане [11] этот скачок теплового импульса наблюдался при скорости около 35 км/с. Гей и Кайнега [9] наблюдали такой скачок в жидком тринитротолуоле со скоростью более 100 км/с. Отсюда очевидно, что $\tau_{имп} \ll \tau'$. Следовательно, ударная волна в пассивном заряде распространяется как (почти) «инертная» с околозвуковой скоростью до тех пор, пока ее не догонит область высокой теплопроводности (сформировавшаяся за время $(0{,}9 \div 0{,}98)\tau'$ после входа волны в пассивный заряд). Переход ударной волны в детонационную (УД) скачкообразно происходит в тот момент, когда эта область сталкивается со звуковой волной, там, где она начала входить в ВВ, находящееся в нормальном состоянии, а не в сжатом металлоподобном состоянии, зона которого совпадает с областью между пластинкой-фильтром и фронтом ударной волны до ее перехода в детонационную при $S_1 < S_1^*$. Поскольку при этом подвергается разложению только относительно малое количество ВВ, то детонационная волна в зарядах достаточно большого диаметра может распространяться не только вперед, но также и назад от точки перехода ее в детонационную. Критический диаметр для обратной детонацион-

ной волны, однако, значительно больше диаметра для прямой детонационной волны: поскольку по ВВ до места перехода УД прошли волна-предшественница и «инертная» волна, оно подверглось сильному инициированию, предваренному дефлаграцией, давление которой в свою очередь, явилось причиной его сжатия и импульс давления взрыва активного заряда стремится сплющить часть пассивного заряда между пластинкой-фильтром и поверхностью перехода УД.

На рис. 6.13 показано графическое изображение во времени и пространстве процессов, которые видны на кадрах фотосъемки с интервалом 1 мкс. Продукты детонации движутся в обратную сторону с определенной скоростью. Основанием треугольника, образованного пересечением трех расходящихся кривых расстояние — время, является промежуток времени, необходимого для пробега детонационной волны от точки перехода УД на оси заряда до поверхности заряда. Если от точки перехода распространялась прямая и обратная волны, то треугольник был обычно меньше, чем при возникновении перехода УД одновременно на сравнительно большой поверхности, причем детонационная волна после возникновения перехода УД достигала поверхности заряда за более короткое время.

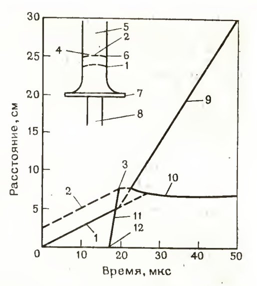


Рис. 6.13. Графическое изображение перехода ударной волны в детонационную в пассивном заряде при отсутствии обратной детонации:

1 — ударная волна от поверхности; *2* — волна-предшественница; *3* — точка возбуждения детонации; *4* — место начала детонации; *5* — пассивный заряд; *6* — место наблюдения детонации; *7* — стеклянная пластинка; *8* — активный заряд; *9* — передовая детонация; *10* — небольшое движение газов назад; *11* — тепловой импульс; *12* — точка возбуждения теплового импульса

Для определения формы фронта детонационной волны скоростная фотосъемка перехода УД в режиме развертки производилась так, что при одном и том же взрыве одновременно фиксировались плоскость перехода УД и волна, выходящая на поверхность заряда. При возникновении перехода в точке на оси заряда радиус кривизны фронта детонационной волны после выхода ее на поверхность заряда должен равняться расстоянию от точки перехода УД до поверхности пассивного заряда. В случае возникновения перехода на большой поверхности радиус кривизны фронта волны R возрастает. Измерения, проведенные при $S_1 \ll S_1^*$, показали, что фронты возникающих волн имели большой радиус кривизны, соответствующий почти плоским волнам, но при S_1/S_1^*, близким к единице, радиусы кривизны были намного меньше, приближаясь в некоторых случаях к величине $L_{п.з} - S_2$ (где $L_{п.з}$ — длина пассивного заряда), соответствующей (осевой) точке инициирования S_2.

Изучение перехода УД в зарядах баратола $Ba(NO_3)_2$/ТНТ состава 70/30, сравнительно малочувствительного высокоплотного литого ВВ и НВХ-1 (гексоген/тротил/алюминий/парафин), показало, что отношение S_2/τ' для каждого из этих ВВ было также постоянным и лишь немного меньшим, чем для состава В. Кроме того, переход УД возникал здесь таким же путем, хотя значение S_1^* для баратола и для НВХ-1 составляло соответственно 0,35 и 0,6 этой величины для состава В. Для сравнения заметим, что $S_2/\tau'=1{,}3$ км/с для нитрометана и $S_2/\tau=1{,}6$ км/с для жидкого тринитротолуола.

6.4.3. Влияние металлического покрытия стеклянной пластинки на переход УД

Явление плазмы в газах при высокой плотности (до 2,2 г/см³) и сравнительно низкой температуре (<5000 °С) было объяснено Куком и Мак-Эвеном на основе квазиметаллической модели. Эта модель, а также наблюдения, показавшие, что реальная точка возникновения вновь возбужденной детонационной волны находится непосредственно на поверхности раздела между пластинкой-фильтром и торцом пассивного заряда, навели на мысль о катализе перехода УД металлическими пластинками или слоями металлической фольги, размещаемыми на стороне стеклянной пластинки, прилегающей к торцевой поверхности пассивного заряда в модифицированном методе набора прокладок.

На рис. 6.14 показаны данные, полученные Куком, Пеком и Мак-Эвеном [11] при определении предела чувствительности, S_1^* с использованием чисто стеклянных пластинок и стеклянных пластинок, стороны которых, обращенные к пассивному заряду, покрывались тонкой фольгой из различных металлов. Во многих случаях детонация возникала лишь при немного больших значениях S_1^*, хотя при значительно больших τ' и при фактически не возросших значениях S_2^*. Из рис. 6.14 видно, что кривая зависимости между τ и S_1 для стеклянных пластинок с тонкой металлической фольгой такая же, как для стеклянной пластинки без фольги, за исключением участка вблизи предела чувствительности, где

Рис. 6.14. Зависимости суммарной толщины стекла и фольги и времени, полученные при испытании активного и пассивного зарядов состава В диаметром 4,8 см и длиной 20 см при использовании чисто стеклянных и металлизированных стеклянных пластинок-фильтров:

1 — стекло; *2* — стекло — алюминий (0,002); *3* — стекло — листовое золото; *4* — стекло — золото (0,005); *5* — стекло — цинк (0,03); *6* — стекло — железо (0,05); *7* — стекло — цирконий (0,005); *8* — стекло — никель (0,002); *9* — стекло — серебро (0,005); *10* — стекло — медь (0,005)

влияние металлической фольги становится значительным. При $S_1 \ll S_1^*$ отношение S_2/τ оставалось фактически постоянным и равным приблизительно скорости звука C в пассивном заряде, но вблизи предела чувствительности оно резко изменялось с $S_2/\tau = C$ (2,9 мм/мкс для состава В) примерно до $^1/_3$ этой величины (около 1 мм/мкс для состава В). Этот эффект впервые наблюдался в жидких ВВ.

Как видно, кривые $\tau(S_1)$ для металлизированных стеклянных пластинок имеют более резкий перелом вблизи предела чувствительности, чем кривая для чисто стеклянной пластинки, т. е. τ для металлизированных пластинок обычно значительно меньше, чем для чисто стеклянных. Исключением является стеклянно-цинковая пластинка, для которой τ^* намного больше, чем для любой из тех, которые проявляют наибольшее каталитическое действие.

6.4.4. Анализ зависимости S_1 (τ), полученной при использовании металлизированных стеклянных пластинок

На рис. 6.15 показаны зависимости между S_1 и τ для стеклянно-алюминиевых пластинок с различной толщиной алюминиевой прокладки $S_м$, которая в каждой серии испытаний оставалась постоянной. Как видно, кривая для чисто стеклянной пластинки наиболее сильно отличается по виду от кривой для стеклянно-алюминиевой пластинки-фильтра со слоем толщиной алюминия 3,8 см. Этот эффект обусловлен также каталитическим действием металла на переход УД. Кривая $S_1(\tau)$ для стеклянно-алюминиевой (3,8 см) пластинки-фильтра имела по существу такой же вид, какой был у кривой для алюминиевых пластинок-фильтров.

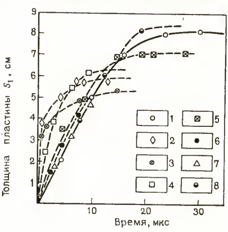


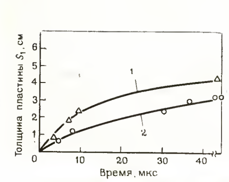
Рис. 6.15. Зависимости между S_1^* и τ, полученные при испытании зарядов состава В (d=4,8 см, l=20 см для активных и пассивных зарядов) с использованием комбинированных стеклянно-алюминиевых пластинок-фильтров:

1 — стекло; *2* — стекло — алюминий (3,8); *3* — стекло — алюминий (2,5); *4* — стекло — алюминий (1,3); *5* — стекло — алюминий (0,63); *6* — стекло — алюминий (0,1); *7* — стекло — алюминий (0,005); *8* — стекло — алюминий (0,005)

Кривая $S_1(\tau)$, полученная при испытании зарядов состава В (активных и пассивных) с чисто стеклянными пластинками была по существу такой же, причем все величины были значительно меньше, чем S_1^* при стеклянных пластинках с металлической фольгой. Однако при испытаниях зарядов литого тротила картина была другой (рис. 6.16)

Значительное расхождение результатов при использовании пластинок-фильтров из различных материалов иллюстрируют кривые $p_{и.п}$ (τ) на рис. 6.17.

Переход УД происходит в результате скачка теплового импульса от поверхности раздела между пла-



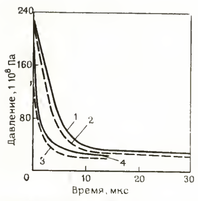


Рис. 6.16. Зависимости между S_1^* и τ, полученные при испытании зарядов литого тротила (d=4,8 см, l=20 см для активных и пассивных) с использованием чисто стеклянных и стеклянно-алюминиевых пластинок-фильтров:

1 — литой ТНТ (d=4,8 см) — алюминий (0,002 см); *2* — литой ТНТ (d=4,8 см)

Рис. 6.17. Зависимости между временем и начальным давлением, создаваемым ударной волной в пассивном заряде, полученные для пассивных зарядов состава В и при использовании пластинок-фильтров из:

1 — стекла; *2* — стали; *3* — бронзы; *4* — алюминия

стинкой-фильтром и пассивным зарядом к фронту ударной волны с очень высокой скоростью. Причиной этого возмущения, очевидно, является химическая реакция, возникающая вблизи пластинки-фильтра в момент подхода ударной волны. И ее адиабатическое развитие в течение времени $\tau=S_2/V_{c.c}$ (где $V_{c.c}$ — средняя скорость скачка), наконец, завершается скачком теплового импульса. Хотя скорость $V_{c.c}$ очень велика, время, необходимое для развития адиабатической реакции до момента возникновения скачка теплового импульса, занимает почти целый период τ. Внезапный разрыв термического сопротивления связан с образованием горячей плазмы, вызывающей скачок теплового импульса. Очевидно, для возникновения перехода УД на пути распространения горячей плазмы, образовавшейся вблизи пластинки-фильтра, должен также иметь место ударный фронт [5]. Поэтому переход УД обычно возникает в тот момент, когда скачок настигает фронт волны, который распространяется в течение времени τ со скоростью звука или близкой к ней.

Горячей, светящейся плазме обычно предшествует несветящаяся, но высоко теплопроводная «темная» плазма. В заряде состава В диаметром 51 мм кривая изменения теплопроводности во времени вблизи пластины-фильтра возрастает до максимума почти за первые 2 мкс (при τ, значительно превышающем 2 мкс), а затем начинает падать. В конце периода τ, однако, теплопроводность снова начинает резко возрастать и вскоре после этого возникает скачок.

Металлические структуры играют важную роль в образовании скачка теплового импульса и возникновении перехода УД. Присутствие металла на поверхности раздела пластинки-фильтра и пассивного заряда, где впервые образуется плазма, катализирует (возможно с участием

металлической структуры) образование плазмы и, таким образом, сокращает время задержки ее образования. Ярким подтверждением этого каталитического действия является тот факт, что предел чувствительности неизменно увеличивался при размещении металлической фольги или очень тонких металлических пластинок на поверхности раздела стекло — пассивный заряд (см. рис. 6.13), несмотря на снижение интенсивности ударной волны вследствие несоответствия импедансов стекла и металла. Кроме того, тот факт, что металлическая фольга оказывает эффективное воздействие при размещении непосредственно на поверхности стекла, ясно показывает, что эта поверхность раздела играет определяющую роль в возникновении перехода УД при применении метода пластинок-фильтров. Дополнительным подтверждением изложенного является то, что нередко величина τ вблизи предела чувствительности оказывается значительно меньшей при использовании стеклянно-металлических пластинок-фильтров, чем чисто стеклянных, за исключением случаев аномальных переходов УД, когда S_2/τ резко падало примерно до $^1/_3$ нормального значения.

Более важными являются результаты применения критериев $p^*_{\text{н.п}}$ и $p_{\text{н.п}}$ для оценки каталитических эффектов при использовании метода пластинок-фильтров. В табл. 6.1 обобщаются результаты применения критерия $p^*_{\text{н.п}}$ в случаях, когда проводилась непосредственная калибровка взрывов.

Из табл. 6.1. видно, что каталитический эффект, выраженный величиной $p^*_{\text{н.п}}$, изменяется от 7,5 до 47% в зависимости от использованных катализаторов и пассивных зарядов. Особенно интересно, что значительно больший эффект проявляется при зарядах литого тротила, чем при зарядах низкоплотного тротила и состава В. Этот результат весьма важен для объяснения механизма катализа. Он не является химическим эффектом, иначе бы трудно объяснить его большую величину, например, для золота по сравнению с алюминием и тот факт, что эффект слабый при низкоплотном тротиле, но большой при литом тротиле. Высокое давление способствует формированию металлической структуры из неметаллической.

ТАБЛИЦА 6.1

Оценка каталитического влияния металлической фольги на предел чувствительности посредством критерия начального критического давления ударной волны в пассивном заряде

ВВ	Металл фольги	$S_м$, см	$\Delta p^*_{\text{н.п}}$	$\Delta p^*_{\text{н.п}}/p^*_{\text{н.п}}$
Состав В (d=4,8 см)	Алюминий	0,005	2	0,075
»	Железо	0,002	6	0,23
»	Золото	Листовое	6	0,23
»	Серебро	0,005	3	0,12
»	Латунь	0,005	6	0,24
Литой тротил	Алюминий	0,005	27	0,47
Насыпной тонкозернистый тротил	—»—	0,005	0,4	0,10

Примечание. $\Delta p^*_{\text{н.п}} = p^*_{\text{н.п}}$ (стекло) $- p^*_{\text{н.п}}$ (металлизированное стекло).

Значения $p^*_{н.п}$ для зарядов низкоплотного тротила и состава В вблизи пределов чувствительности низкие. Это значит, что создаваемые в результате сжатия (неизученные) металлоподобные структуры в зарядах состава В и низкоплотного тротила имеют значительно меньшую теплопроводность в течение периода развития реакции до интенсивности, необходимой для «запуска» скачка теплового импульса, чем в зарядах литого тротила, где интенсивность ударной волны должна быть значительно выше. Зависимость между индукционным временем τ, и начальным давлением ударной волны (рис. 6.16) иллюстрируют согласующиеся с этим объяснением очень сильные каталитические эффекты. Так, при алюминиевых и стеклянно-алюминиевых пластинках-фильтрах, когда $p_{н.п}$ велико, τ составляет 20% ее величины при чисто стеклянных пластинках при той же самой величине $p_{н.п}$. Кроме того, в соответствии с концепцией квазиметаллической структуры каталитическое действие металла значительно более сильно проявляется при высоком давлении ударной волны, чем при низком. Эти рассуждения позволили предположить, что каталитическое действие металлов должно сильнее проявляться на ВВ с низкой, чем с высокой чувствительностью. Было замечено, что алюминий оказывает сильное воздействие на чувствительность нитрометана к сильным ударным волнам [20]. Этот эффект подтвердился при испытаниях методом набора прокладок и оказался справедливым также для такого жидкого ВВ, как Д-13 (дизикайт с 13% воды).

Объяснить возрастание τ с уменьшением $S_м$ при постоянном S_1 на участке кривой $S_1(\tau)$, соответствующем высокому давлению (малым S_1), можно каталитическим действием металла, создающим сильный индукционный эффект, который, подобно силе тяжести, накапливается с увеличением размера пластинки. В самом деле, τ намного меньше для стеклянных пластинок с тонким слоем металла, чем для чисто стеклянных пластинок, в особенности при приближении к пределу чувствительности. Например, для активных и пассивных зарядов состава В отношение τ^* (стекло — металл)/τ^* (стекло) составляет около 0,6 для алюминия, циркония, серебра, золота, никеля, меди и латуни.

ТАБЛИЦА 6.2

Критическое давление ударной волны, необходимое для возбуждения перехода УД

ВВ	ρ_1, г/см³	d, см	l, см	$p_{кр}$, $1\cdot10^8$ Па
Состав В	1,68	4,8	20	26
»	1,68	7,5	20	21
»	1,68	10,0	20	17
Литой тротил	1,59	4,8	30	57
Жидкий тротил	1,42	4,0	—	125*
Насыпиой зеристый тротил	0,85	4,8	40	4,5
Нитрометаи	1,14	7,5	15	92
Тэн	1,0	4,8	40	2,5
»	1,77	—	—	122*
»	1,5	3,0	—	10*
Нитроглицерин	1,6	—	—	85—120*

Примечанне. Результаты, отмеченные звездочкой, получены Афанасенковым н др. (см. ссылку [12] к разделу 1).

Существенным обстоятельством является постоянная независимость $p^*_{н.п}$ от $S_м$ при использовании составных стеклянно-алюминиевых пластинок (где металлическая часть составной пластинки была обращена к пассивному заряду) при $S_м \geqslant 2$ см. Фактически S^*_1 зависит от $S_м$, но $p^*_{н.п}$ было постоянным и равным $(16 \pm 1) 10^8$ Па во всех случаях, когда алюминий контактировал с поверхностью пассивного заряда.

Были выполнены измерения критического давления ударной волны, необходимого для возбуждения перехода УД в пассивных зарядах состава В диаметром 4,8; 7,5 и 10 см в пассивных зарядах литого и мелкозернистого тротила диаметром 4,8 см и в пассивных зарядах нитрометана диаметром 7,5 см, результаты которых вместе с результатами других измерений для тэна, жидкого тротила и жидкого нитроглицерина представлены в табл. 6.2.

6.5. ДРУГИЕ МЕТОДЫ ИСПЫТАНИЯ НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ

6.5.1. Возбуждение перехода ударной волны «пойманными» волнами

В работе Клея и др. [5] проводилось другое экспериментальное доказательство того, что переход УД определяется процессами, происходящими на поверхности раздела между пластинкой-фильтром и пассивным зарядом. Авторы показали, что детонация активных зарядов, прерванная инертными преградами, вновь возникает в пассивных зарядах в течение времени τ и на таком расстоянии S_2 от торцевой поверхности зарядов, что отношение S_2/τ примерно равняется скорости звука C в невозмущенном ВВ. Однако в незамкнутых пассивных зарядах длиной менее S_2 переход УД не возникает. Однако при наличии металлической пластинки с высоким импедансом на конце пассивного заряда, длина $l_п$ которого такова, что $S_2/2 < l_п < S_2$, переход УД возникает на расстоянии $X = 2l_п - S_2$ от поверхности раздела между преградой и пассивным зарядом. Кроме того, при $l_п < S_2/2$ и при наличии металлической пластины с высоким импедансом на конце пассивного заряда никакого перехода не возникало в случае стеклянной преграды. Однако детонация возникала, если металлическую пластинку помещали также на выходной стороне стеклянной преграды так, чтобы пассивный заряд оказался между двумя отражающими пластинками из металла с высоким импедансом. Наконец, в случае размещения системы «активный заряд — пластинка — фильтр» у обоих концов пассивного заряда, длина которого удовлетворяла условию $S_2 < l_п < 2S_2$, наблюдалось возникновение детонации в двух местах, каждое из которых соответствовало условию $S_2/\tau = C$.

Отсутствие детонации после столкновения двух сильно взаимодействующих ударных волн с примерно одинаковыми амплитудами и последующее возбуждение ее каждой ударной волной в отдельности на одинаковом характеристическом расстоянии S_2 ясно показывает, что одной только ударной волны для возбуждения детонации недостаточно.

ТАБЛИЦА 6.3

Пределы чувствительности обычных пассивных зарядов и пассивных зарядов, подвергнутых предварительному воздействию ударной волны, полученные с использованием стеклянных пластинок

S_{1L}, см	S_{1R}, см	$l_п$, см	S_{2L}, см	S_{2R_1}, см	τ'_L, мкс	τ'_{R_1}, мкс	τ_{L_1}, мкс	τ_R, мкс	$\Delta t^а$, мкс	$\Delta S^б$, см	№ партии состава В	Примечание
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
7,10	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1	Отказ
6,60	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1	То же
6,55	—	—	4,4	—	15,1	—	14,1	—	—	—	1	
6,60	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1	Отказ
6,60	—	—	8,30	—	82,6	—	81,8	—	—	—	1	в
6,60	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1	Отказ
6,55	—	—	9,2	—	92,2	—	90,9	—	—	—	1	в
6,55	6,55	5,5	—	—	—	—	—	—	0	0	1	Отказ
6,55	6,55	5,5	—	—	—	—	—	—	0	0	1	»
6,55	6,55	5,5	—	—	—	—	—	—	0	0	1	»
6,55	6,55	5,5	—	—	—	—	—	—	0	0	1	»
7,40			6,4	—	69,1	—	67,2	—	—	—	2	в
8,10											2	Детонация
8,80	—	—	2,6	—	11,8	—	9,9	—	—	—	2	
6,85	9,75	5,5	—	—	—	—	—	—	17,3	50,0	2	Отказ
6,85	9,75	5,5	—	—	—	—	—	—	15,7	4,6	2	То же
6,85	9,75	8,00	—	2,30	—	7,90	—	6,7	24,5	—	2	г
6,85	9,75	8,00							24,5	7,1	2	Отказ
6,85	9,78	12,0	—	2,00	—	8,20	—	6,6	42,4			г
6,87	9,75	12,0	6,0	—	26,0				42,4	12,0		д

Примечание.

а — Δt — время задержки между входом волны в пассивный заряд из толстой преграды и входом волны из тонкой преграды;

б — ΔS — расстояние, пройденное в пассивном заряде первой волной из толстой преграды до момента входа в него второй волны из тонкой преграды;

в — означает возбуждение детонации при толщине преграды, близкой к пределу чувствительности, где S_2/τ=1000 м/с вместо обычного S_2/τ=2950 м/с;

г — волна, вошедшая с правого конца преграды;

д — волна, вошедшая слева после предварительного воздействия ударной волны на пассивный заряд.

Несмотря на то что давление, возникающее при столкновении двух волн, обычно намного превышает сумму давлений в двух взаимодействующих волнах перед столкновением, результирующая волна не более эффективна в отношении возбуждения детонации, чем каждая из волн в отдельности. Такое же заключение справедливо в отношении волны, отраженной от границы среды с высоким импедансом. Если бы детонация возбуждалась только одной ударной волной, то при $l_п < S_2$ ее возникновения следовало бы ожидать на поверхности раздела между концом пассивного заряда и пластинкой или по крайней мере там, где S_2 несколько превышает $l_п$, поскольку в этом месте ударная волна наиболее интенсивна. Кроме того, поскольку детонация возникает во фронте первоначального звукового возмущения, очевидно, что эта разрывность является необходимым, но не достаточным условием возникновения детонации в пассивном заряде.

В табл. 6.3. приведены сравнительные пределы чувствительности или предельной толщины преграды S_1^* для пассивных зарядов, под-

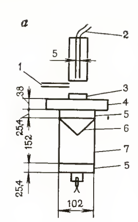
вергнутых предварительному воздействию ударной волны и обычных пассивных зарядов. Приводятся данные трех различных серий экспериментов. В первой из них активные и пассивные заряды испытывались обычным методом набора прокладок. Во второй серии использовалась схема с двумя активными зарядами, показанная на рис. 2.37, *в*, при $S_{1L}=S_{1R}$ и $S_2<l_п<2S_2$. Активные заряды инициировали одновременно так, что первоначальные детонационные волны должны были сталкиваться в середине пассивного заряда. Третья серия экспериментов производилась по схеме, приведенной на рис. 2.37, *в*, причем значения S_{1R} были приняты бóльшими предела чувствительности. Длина пассивного заряда $l_п$ и толщина пластинки S_{1L} были переменными. Последовательность инициирования двух активных зарядов была такой, чтобы волна, вошедшая в пассивный заряд через толстую преграду, прошла большую его часть, прежде чем в пассивный заряд войдет волна, прошедшая через тонкую преграду. Время задержки, измеренное с помощью скоростной фотосъемки в режиме развертки, а также вычисленное по расстоянию, пройденному в пассивном заряде первой волной до момента входа второй волны, приведено в табл. 6.3. Поскольку предел чувствительности S_1^* для зарядов состава В может изменяться от партии к партии, то в таблице указан также номер партии.

6.5.2. Изучение возбуждения детонации высокоскоростным ударом пластинки с помощью измерительной аппаратуры

Возбуждение детонации высокоскоростным ударом было изучено Бауэром и др. [2] с использованием устройства, показанного на рис. 6.18. Путем одновременного применения ионизационных датчиков и скоростной фотосъемки они установили, что механизм возбуждения детонации в этом случае такой же, как при переходе УД. Высокоскоростной удар пластинки возбуждает в ВВ химическую реакцию и создает в заряде ударную волну. Дальнейшее адиабатическое развитие химической реакции до критического уровня приводит к возникновению ионизационной волны, которая скачком настигает фронт ударной волны и в этот момент в заряде возбуждается детонация. Время задержки (индукционный период) зависит от энергии удара; оно мало при очень высокой энергии удара и сравнимо с временем задержки перехода УД вблизи предела чувствительности при пороговой энергии удара в отношении возбуждения детонации. Таким образом, работа [2] полностью объяснила механизм возбуждения детонации высокоскоростным ударом пластинки (см. 6.3.1) при испытаниях на безопасность взрывчатых смесей путем установления возбуждения детонации или отказа.

6.5.3. Возбуждение детонации «горячей» взрывной волной

«Горячая» взрывная волна при испытаниях на чувствительность к передаче детонации через воздушный промежуток не является ударной волной в обычном смысле, а скорее представляет собой высоко-



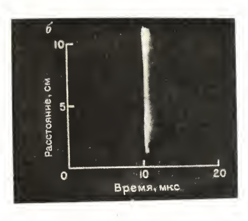


Рис. 6.18. Схема устройства для возбуждения детонации в пассивном заряде ударом пластинки, метаемой взрывом заряда (*а*) и фотоснимок (в режиме фоторазвертки) следа волны, создаваемой генератором плоских волн (*б*):

1 — датчик запуска осциллографа; *2* — ноинзационный датчик нз параллельных проводииков, отстающих друг от друга на 5 мм; *3* — стеклянная пластинка толщиной 9,5 мм; *4* — пластинка нз целлотекса; *5* — состав В; *6* — тротил зерненый; *7* — тетрил, уплотненный вибрацией

температурную газоразрядную плазму. Фронтиспис второго издания работы [6] иллюстрирует ее эффективность в качестве средства возбуждения перехода УД. В одной из серии фотокадров, снятых с высокой частотой, видна очень интенсивная плазма, образовавшаяся в условиях замкнутости в цилиндрической ($d=12{,}7$ мм) осевой полости генератора — заряда состава В ($d=51$ мм, $l=600$ мм) с «окнами» (отверстиями) диаметром 6,3 мм, просверленными сквозь стенки заряда до осевой полости по всей его длине через каждые 5 см. Детонация возбуждалась одновременно с обоих торцов заряда посредством шашек ПД из прессованного тетрила и электродетонаторов, инициирование которых производилось электрическим током высокого напряжения. Сгустки плазмы двигались в полости навстречу друг другу со скоростью, равной примерно удвоенной скорости детонации D, т. е. около 15 км/с (относительная скорость примерно равна 30 км/с), достигая середины заряда на 20 мкс раньше прихода соответствующих детонационных волн. Расчетная температура плазмы составляла $2\cdot10^4$ К и давление при ее столкновении $18\cdot10^8$ Па, что на $8\cdot10^8$ Па ниже критического давления, необходимого для перехода УД в заряде состава В диаметром 51 мм. В промежутке времени от 20 мкс до столкновения нормальных детонационных волн перехода УВ или перехода горения в детонацию (ГД) не произошло. С другой стороны, замкнутая высокотемпературная плазма была способна возбуждать детонацию шашек из прессованного тетрила, как это следует из второй серии фотоснимков, на которых видно, что шашка ПД на конце заряда детонировала до подхода обычной детонационной волны от перехода ГД, вызванного плазменной волной. Возникновение детонации тетриловой шашки, рас-

положенной слева, спустя 3,5 мкс после столкновения с ним плазмы подтверждает, что она действительно явилась результатом перехода ГД.

Из этих серий фотоснимков следует, что механизм инициирования при испытаниях на чувствительность к передаче детонации через воздушный промежуток такой же, как при переходах УД и ГД.

6.5.4. Опасность нитрометана

В качестве иллюстрации некоторых специальных методов испытаний, необходимых для оценки опасности ВВ, приведем краткое изложение работы, проведенной с нитрометаном после катастрофы в Ниагаре (штат Нью-Йорк) и Маунт Пэласки (штат Иллинойс), катастрофических взрывов нитрометана 22 января 1958 г. и 1 июня 1958 г. (Эти взрывы нитрометана можно поставить в ряд с катастрофическими взрывами туковой аммиачной селитры в Техасе и Бресте (Франция) в 1947 г. Нитрометан имеет критический диаметр в стеклянной трубке 2,2 см и чувствителен к взрыву капсюля-детонатора. Тем не менее его транспортировали в автоцистернах без надписей, предупреждающих об опасности взрыва. Две указанные катастрофы, кажется, были вызваны просто «болтанкой» заполненных автоцистерн. По-видимому, болтанка вызвала колебания нитрометана, которые привели к разогреву захваченного воздушного пузыря при его адиабатическом сжатии и последующему нагреванию нитрометана до сверхкритической температуры путем теплопередачи через поверхность раздела нитрометан — воздух.

Было установлено, что железные бочки с нитрометаном не детонируют при сбрасывании с высоты 15 м на стальную плиту с многочисленными близкорасположенными остроконечными шипами, на стальную плиту без шипов или на другие бочки с нитрометаном. Кроме того, детонация не возникала при ударе груза массой 45 кг с заостренным, с закругленным и с плоским бойком, падавшего с высоты 15 м на 200-литровые бочки с нитрометаном.

Детонация не возникала при испытаниях на чувствительность к удару пули 50-го калибра массой 45 г, ударявшей со скоростью 1100 м/с в железную бочку с нитрометаном, нагретым до температуры 83 и 92 °С, которая усиливалась с передней и задней стороны толстыми стальными пластинками. Однако путем сочетания аэрации нитрометана с усилением переднего и заднего торца бочки стальными пластинами в одном испытании удалось вызвать его детонацию, а в другом — воспламенение и горение без детонации. Аэрация производилась барботированием газообразного азота на дне бочки с жидким нитрометаном.

200-литровая бочка с нитрометаном сдетонировала от удара стальной пластинки размерам 152×152 мм и толщиной 12,7 мм, брошенной взрывом заряда литого пентолита 50/50 диаметром 254 мм и длиной 254 мм с расстояния 7,6 м.

6.5.5. Влияние электрических полей на переход УД

Предсказанная в работе [6] возможность воздействия на детонацию конденсированных и газообразных ВВ посредством аксиальных электрических полей изучалось Гвайзером [17] посредством возбуждения перехода УД в зарядах состава В диаметром 51 мм с использованием метода пластинок-фильтров и наблюдения влияния поля, приложенного на расстоянии S_2 в пассивном заряде, где возникал переход УД. Было показано, что приложенное к заряду состава В электрическое поле оказывает заметное влияние на величину S_2. Величина этого эффекта для литых зарядов состава В (активного и пассивного) и при использовании пластинки-фильтра из плексигласа толщиной 5 см составляла около 0,15 мм/кВ на 1 см толщины пластины, причем перемена полярности напряжения от положительной к отрицательной приводила к увеличению S_2, а перемена от отрицательной к положительной — к уменьшению S_2.

6.6. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ, ИЗБИРАТЕЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ И ОПАСНОСТЬ «СУХИХ» СМЕСЕЙ АС — ДТ

6.6.1. АС — ДТ и соответствующие смеси АС с горючими добавками

В связи с судебным разбирательством обстоятельств техасских катастроф, происшедших в апреле 1947 г., Кистяковским и Гинном, а также Куком и Толботом [12] была изучена чувствительность парафинированной АС сорта, используемого для удобрений. При этом изучали избирательную чувствительность АС, к которой примешивались различные покрытия помимо того, которое «участвовало» в техасских взрывах, а именно 0,75% ПКП (парафин, канифоль, петролатум). В предшествующей работе изучалось поведение смесей АС (сорта, используемого для удобрений) с покрытием при соприкосновении с бумагой, применяемой для изготовления мешков для расфасовки этой АС. Значение исследований Кистяковского и Гинна состоит в том, что они первыми предложили применение метода ДТА к взрывчатым веществам и таким путем показали, что АС с покрытием ПКП при соприкосновении с влажными целлюлозными материалами (бумагой мешков) начинала саморазогреваться до температуры 100 °С. Этот результат, конечно, не был неожиданным, так как он был получен после работы Финдлея и Розебурна [16]. Работа Кука и Талбота [12] также имела большое значение, поскольку в ней впервые показан механизм чувствительности смесей АС с углеводородами, а также такой важный факт, что состав, имеющий максимальную чувствительность, не обязательно должен иметь максимальную или даже близкую к максимальной теплоту взрыва. Так, чувствительность была макси-

мальной при содержании в смеси около 1% парафина, тогда как максимальная теплота взрыва достигалась при содержании 5,4% парафина.

Гранулированная АС является пористым материалом, 17% которого (по объему) приходится на внутренние поры, около 6,7% которых можно использовать, как это было определено методом измерения иммерсионной плотности и измерением максимального поглощения дизельного топлива. Поэтому гранулы АС впитывают горючее, тогда как селитра, использовавшаяся в ранних исследованиях [12], удерживает его на поверхности, поэтому максимум чувствительности смесей на пористой селитре значительно ближе соответствует составу с нулевым кислородным балансом.

Все неорганические покрытия АС ухудшают чувствительность ее взрывчатых смесей к минимальному промежуточному детонатору (МПД). Тонкое же (почти молекулярное) покрытие «Петро-АГ» (органическое поверхностно-активное вещество) значительно повышает чувствительность к МПД и к высокоскоростному удару, но не изменяет чувствительности по $d_{кр}^{-1}$ или степени опасности, определяемой методом ДТА и даже не уменьшает скорость детонации или эффективную скорость реакции. Все это очень наглядно показывает необходимость применения разных методов испытаний на чувствительность и опасность.

Для смесей АС — ДТ справедлива обычная зависимость $d_{кр}$ от размера частиц АС, т. е. при измельчении АС величина $d_{кр}$ возрастает пропорционально $\overline{R}^{-1}$ ($\overline{R}$ — средний радиус частицы). Поэтому значение $d_{кр}$ можно понизить до 25 мм и менее, если пневматическое заряжание шпуров смесями АС — ДТ производить при таком давлении, чтобы происходило дробление гранул АС. Преимущество гранулированной пористой АС перед непористой, например полученной методом сушки разбрызгиванием, а также полученной методом Штенгеля, и другими разновидностями непористой АС заключается в том, что она обычно имеет более высокую чувствительность к МПД при данном размере гранул и при неизменных показателях ДТА или $d_{кр}$.

6.6.2. Возбуждение детонации зарядов смеси АС — ДТ

Чтобы гарантировать должную работоспособность зарядов АС — ДТ, недостаточно иметь шашки ПД заведомо большой мощности, поскольку способ инициирования АС — ДТ иногда определяет ее эффективность в качестве простейшей взрывчатой смеси. На рис. 6.19 показаны графики распространения фронта детонации во времени, построенные по данным измерений с помощью электронных приборов при использовании различных промежуточных детонаторов. Результаты показали, что шашки ПД «Проукор 3С» ($p_2 = 16 \cdot 10^9$ ПА) массой 380 г возбуждают в зарядах АС — ДТ на АС с кизельгуром (с чувствительностью к МПД, равной 40 г пентолита 50/50) детонацию с максимальной скоростью и без заметного участка неустановившейся скорости. При использовании боевика шашки ПД «Проукор 2А» с массой,

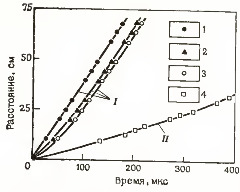


Рис. 6.19. **Графики распространения фронта детонации во времени при инициировании зарядов смесей АС—ДТ различными ПД:**

1 — «Проукор 3С»; *2* — «Проукор 2А»; *3* — 75%-ный желатиндинамит; *4* — детонирующий шнур с навеской 85 г/м; *I* — АС с покрытием кизельгуром; *II* — АС с покрытием «Петро-АГ»

вдвое меньшей, чем у 3С, обнаруживается участок низкоскоростной детонации на длине трех диаметров заряда, после которого ее скорость достигает такой же величины, как при использовании шашки ПД 3С. Необычайная эффективность шашек ПД типа «Проукор» видна из того, что переходной участок при использовании шашки ПД 2А массой 160 г меньше, чем для боевика из 75%-ного желатин-динамита ($p_2 = 11 \cdot 10^9$ Па) диаметром 51 мм и длиной 204 мм, и время достижения установившейся скорости для ПД 2А также было на 6 мкс меньше, чем для ПД из 75%-ного желатин-динамита.

Ярким свидетельством низкой чувствительности АС — ДТ (на неизмельченной АС) к инициированию детонирующим шнуром является кривая на рис. 6.19 для АС — ДТ на АС с покрытием «Петро-Аг» (чувствительность к МПД 5 г пентолита 50/50), полученная при инициировании наиболее мощным промышленным ДШ с навеской 85 г/м. Хотя инициирование «мощным ДШ» пропагандировалось [23] в течение короткого периода начала 60-х годов, этот результат ясно показывает, почему оно в конце концов было отвергнуто и в промышленности получили распространение шашки ПД типа «Проукор 3С».

6.6.3. Чувствительность алюминизированных смесей АС — ДТ

В табл. 6.4. приведены значения $d_{кр}$, МПД и D (при $d = 152$ мм) для смесей АС — ДТ/Al состава 83/2/15 с кислородным балансом, близким к нулевому.

Из табл. 6.4 видно, что:

ТАБЛИЦА 6.4

Чувствительность смесей АС — ДТ состава 83/2/15 (на измельченной и неизмельченной гранулированной АС)

Сорт алюминия	ρ_1, г/см³	$d_{кр}$, мм	Масса МПД, г пентолита	D, км/с	Размер частиц АС, мм		
					+0,59	−0,59, 0,21	−0,21
Обычный	0,86	102	40	3,0	100,0	—	—
Непористый	0,86/0,93	51—12,7	8	3,9	100,0		
Тонкодисперсный	0,72/0,84	19	0	4,2	334,6	65	0,3

1) замена в смеси АС — ДТ 4% ДТ и 11% гранулированной АС непористым алюминием, получаемым из металлолома, с крупностью частиц, несколько большей, чем у обычно используемого мелкодисперсного алюминия («взрывчатого» сорта), приводит к пятикратному увеличению $МПД^{-1}$, увеличению $d_{кр}^{-1}$ в 1,6 раза и D — в 1,3 раза;

2) при относительно небольшом дополнительном измельчении гранул АС смесь делается чувствительной к импульсу капсюля-детонатора. Измельчение смеси до степени, при которой 60% материала проходило сквозь сито с отверстиями диаметром 0,59 мм, приводило к возрастанию чувствительности по $d_{кр}^{-1}$ примерно в 5 раз по сравнению с обычной АС — ДТ.

Алюминизированные смеси АС — ДТ имеют высокую чувствительность к опасным воздействиям. Такой вывод можно сделать по данным табл. 6.4, но чувствительность к опасным воздействиям (нагреванию, удару, пламени) алюминизированных смесей АС — ДТ возрастает в большей степени, чем их эксплуатационная чувствительность, как это показывают результаты изучения перехода УД и увеличение воспламеняемости этих смесей.

6.7. ИЗБИРАТЕЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ И ОПАСНОСТЬ ВОДОСОДЕРЖАЩИХ ВВ С ТРОТИЛОМ

6.7.1. Влияние крупности частиц на избирательную чувствительность водосодержащих ВВ с тротилом

Результаты испытаний водосодержащих смесей АС с тротилом на чувствительность по $d_{кр}$ показаны на рис. 6.20. Количество воды в рассмотренных составах было достаточным для получения водосодержащих смесей без загустителя, т. е. около $16 \pm 1\%$. (Загустители затрудняют определение чувствительности водосодержащих смесей АС с тротилом, являясь причиной некоторой аэрации и уменьшения чувствительности). Для сравнения горизонтальной пунктирной линией показан уровень чувствительности смесей АС — ДТ (уровень чувствительности к МПД в этом случае параллелен линии $d_{кр}$).

Следует отметить удивительный результат — увеличение чувствительности с возрастанием размера частиц, что совершенно противоположно влиянию размера частиц в сухих смесях. Например, сухой тротил крупностью 0,15 мм чувствителен к взрыву капсюля-детонатора и имеет $d_{кр} = 6,4$ мм, тогда как для тротила крупностью 3,33 мм масса МПД составляет около 80 г и $d_{кр}$ около 51 мм. Чувствительность же водонаполненного тротила изменяется в противоположном направлении: при крупности тротила 0,15 мм $d_{кр} > 152$ мм и МПД > 100 г, а при крупности 3,33 мм $d_{кр} < 25$ мм и МПД < 30 г литого пентолита 50/50.

Обратный характер влияния размера частиц на чувствительность водосодержащих смесей АС с тротилом обусловлен двумя причинами:

1. Твердые частицы (инертных или взрывчатых веществ) размером

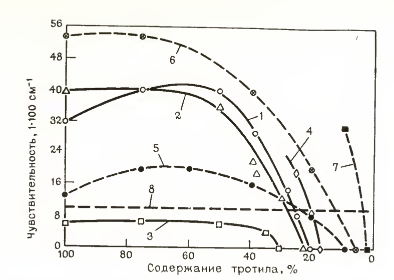


Рис. 6.20. Влияние содержания тротила на чувствительность ВВ:

1 — водосодержащие ВВ с гранулированным тротилом ($\rho_1 = 1{,}4$ г/см³); *2* — водосодержащие ВВ с чешуйчатым тротилом ($1{,}25 < \rho_1 < 1{,}4$); *3* — водосодержащие ВВ с тонкодисперсным тротилом ($1{,}25 < \rho_1 < 1{,}4$); *4* — водосодержащее ВВ с тротилом (крупность частиц 1,8—2,5 мм); *5* — сухая смесь гранулированного тротила с АС ($\rho_1 = 1$); *6* — сухая смесь чешуйчатого тротила с АС ($0{,}8 < \rho_1 < 1{,}0$); *7* — сухая смесь тонкодисперсного тротила с АС ($0{,}8 < \rho_1 < 1{,}0$), чувствительность возрастает до $d_{кр} = 102$ мм при изменении содержания тонкодисперсного тротила от 50 до 100%; *8* — обычный уровень чувствительности

около 3,33 мм оказывают сильное механическое сенсибилизирующее влияние на чувствительность жидких ВВ, объясняющееся образованием пространственной решетки горячих точек. Это подтверждается при наблюдении перехода УД в жидких ВВ, в которые введены стеклянные шарики. Например, введение в нитрометан или Д-13 стеклянных шариков размером 4,7—3,3 мм приводило к увеличению S_1^* в 3—4 раза [10].

2. Охлаждающее действие воды уменьшается с увеличением площади поверхности тротила, что противоположно обычному изменению скорости реакции. Одновременное действие эффектов водяного охлаждения и поверхностного горения приводит к оптимизации чувствительности в диапазоне крупности от —4,7 до +1,65 мм.

Сенсибилизирующее действие крупнодисперсного (+0,54 мм) тротила обеспечило новизну первого в истории патента на водосодержащую смесь (патент США 2930685, март, 1960).

Крупность твердых частиц АС практически не оказывает никакого влияния на чувствительность водосодержащих смесей АС с тротилом. Это объясняется тем, что значительная часть АС в смеси находится в растворенном виде. Даже в водосодержащем ВВ с 17% тротила минимальной крупности, обеспечивающей способность детонировать в зарядах диаметром 127 мм, в которой более половины АС (из 68%) остается в твердой фазе, размеры частиц АС показывают сравнительно слабое влияние на величину $d_{кр}$ и МПД.

6.7.2. Влияние содержания воды на избирательную чувствительность водосодержащих смесей АС с тротилом

На рис. 6.21 показаны зависимости плотности и чувствительности ($d_{кр}^{-1}$) смеси АС/ТНТ/гуар-гам (состава 74/25/1) от содержания в ней воды. Как видно, наиболее чувствительная смесь имеет максимальную плотность. Этому состоянию соответствует содержание воды, минимально необходимой для (почти) полного вытеснения воздуха из межгранульных пустот. Уменьшение содержания воды ниже этого уровня приводит к снижению чувствительности ($d_{кр}^{-1}$) из-за резкого уменьшения плотности, что сводит на нет действие решетки горячих точек. При увеличении содержания воды от точки, соответствующей максимальной плотности, чувствительность убывает не вследствие убывания самой плотности ρ_1, а потому, что вода уменьшает теплоту (и температуру) детонации.

Другой, не менее замечательной особенностью зависимости $d_{кр}^{-1}$ от содержания воды, является относительно малое изменение $d_{кр}^{-1}$ при изменении содержания воды. Падение чувствительности $d_{кр}^{-1}$ от максимального значения более резкое на участке с недостатком воды по сравнению с участком с ее избытком, объясняется сильным неблагоприятным влиянием аэрации на чувствительность водосодержащих ВВ с тротилом. Этот тип ВВ, таким образом, обладает уникальной чувствительностью, позволяющей применять его при очень высоких гидростатических давлениях. Поэтому водосодержащие ВВ с тротилом применялись при проведении исследовательских взрывов в Тихом океане на глубине около 1,6 км [21]. Они также незаменимы при проведении взрывов в глубоких нефтяных и водяных скважинах.

Замена крупнодисперсного тротила пентолитом, составом В или другими сплавами тротила дает неожиданно малое увеличение чувствительности ($d_{кр}^{-1}$ и МПД$^{-1}$) водосодержащих ВВ. Даже водосодержащие ВВ с гексогеном ненамного чувствительнее, чем с тротилом. Однако чувствительность водосодержащих ВВ с тонкодисперсным тэном, гексогеном или бездымным порохом значительно выше, чем с тротилом крупностью —0,21 мм. Это позволяет предположить, что механизм чувствительности, обусловленный наличием «решетки горячих точек», имеет очень важное значение для водосодержащих ВВ.

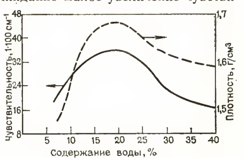


Рис. 6.21. Зависимость плотности и чувствительности водосодержащих ВВ с тротилом без гуар-гама (33% сухой основы смеси — крупнодисперсный тротил) от содержания воды

6.7.3. Прерывистая детонация зарядов водосодержащих смесей АС с тротилом в зависимости от массы промежуточного детонатора

Водосодержащие ВВ с тротилом, по-видимому, обычно обнаруживают «прерывистую» детонацию при инициировании шашками ПД, менее чем вдвое превышающими МПД.

На рис. 6.22 приведен фотоснимок распространения детонации в заряде плотного водосодержащего ВВ (ДБА-1), полученный скоростной фотосъемкой в режиме развертки и типичный для водосодержащих ВВ с тротилом. На нем видны два отдельных «проскока». В некоторых случаях наблюдалось до пяти таких проскоков. Они вызваны ударными волнами, обогнавшими неидеальную детонационную волну и возбудившими типичный переход УД впереди низкоскоростной волны. В зарядах простейших водосодержащих взрывчатых смесей скачкообразной детонации не обнаружено. В зарядах водосодержащих ВВ с тротилом и аналогичных (крупнодисперсных) водосодержащих ВВ с взрывчатым сенсибилизатором скачкообразную детонацию легко предотвратить путем применения шашек ПД из литых ВВ достаточной массы, например в 10 и более раз превышающих массу МПД.

6.7.4. Опасность водосодержащих ВВ с тротилом

Водосодержащие ВВ с тротилом, безусловно, являются наименее опасными из всех водосодержащих смесей, сенсибилизированных взрывчатыми соединениями. Они не только менее опасны, чем любое практически чистое взрывчатое соединение, но обычно значительно менее опасны, чем смесь АС — ДТ. Такое высокое отношение чувствительности к опасности обусловлено присутствием воды. Предполагается, что максимум этого отношения для водосодержащих ВВ объясняется пламегасящим действием воды, подавляющим воздействие всех (химического и механического происхождения) дозвуковых ударных волн, нагревания и открытого пламени. Напротив, в отношении воздействия сверхзвуковых ударных волн и крайне интенсивного нагревания охлаждающее действие воды практически неэффективно. В то время как опасность сопряжена главным образом с дозвуковыми воздействиями и с немного превышающими пороговые значения тепловыми воздействиями, чувствительность, наоборот, обычно связана только с сверхзвуковыми ударными волнами.

Чувствительность к высокоскоростному удару пластинки. В то время как чувствительность к высокоскоростному удару пластинки у динамитов на несколько порядков выше, чем у АС — ДТ, изготовленного на АС с покрытием из кизельгура, даже шашка ПД «Проукор 3С», являющаяся в течение более десяти лет наиболее популярным видом инициатора для зарядов АС — ДТ и водосодержащих ВВ, имеет примерно такую же чувствительность к высокоскоростному удару, как АС — ДТ. Хотя водосодержащие ВВ с тротилом обладают такой же чувствительностью, как АС — ДТ, их чувствительность к высокоскоростному удару составляет менее 0,05 ее значения для смеси АС —

ДТ. Так, отношение эксплуатационной чувствительности к чувствительности к опасным воздействиям по $d_{кр}$ для ДБА-1 по крайней мере в 20 раз выше, чем для АС — ДТ с такой же эксплуатационной чувствительностью. Для ДБА-1 отношение чувствительности к опасности более чем в 10 раз выше, чем для мелкодисперсной смеси АС — ДТ, чувствительной к импульсу капсюля-детонатора.

Чувствительность к опасным воздействиям по методу ДТА и чувствительность к воздействию пламени. При испытаниях методом ДТА водосодержащие ВВ с тротилом обнаруживают примерно такую же опасность, как АС — ДТ. Ни в смесях АС — ДТ, ни в водосодержащих ВВ с тротилом не возникает экзотермической реакции при температуре ниже 200 °С, что является значительно более высокой термической устойчивостью, чем у большинства других детонирующих ВВ, и практически такой же, как у чистой АС. Кривые ДТА, полученные для АС и ТНТ, практически совпадают.

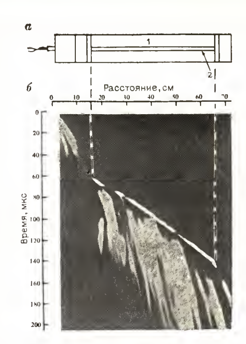


Рис. 6.22. След скачкообразной детонации в заряде водосодержащего ВВ с тротилом, снятый скоростной фотокамерой в режиме развертки:
а — схема; *б* — фоторазвертка; *1* — толстая картонная оболочка; *2* — щель

Чувствительность водосодержащих ВВ с тротилом к воздействию пламени значительно ниже, чем у смеси АС — ДТ. В самом деле, в них вначале должна испаряться вода, прежде чем сухой остаток загорится от обычного пламени, хотя очень интенсивное пламя может при некоторых условиях воспламенить водосодержащее ВВ.

6.7.5. Чувствительность, избирательная чувствительность и опасность ПВВС с алюминием и алюминизированных водосодержащих ВВ

Алюминизированные простейшие водосодержащие взрывчатые смеси, запатентованные Куком — Фернемом, не являлись первыми смесями АС — Al — H_2O. Ниже кратко изложено все, что уже известно в отношении АС, АС — H_2O, АС — Al и АС — Al — H_2O, а также алюминизированных ПВВС и ВВВ. Новизна алюминизированных ПВВС Кука — Фернема заключалась главным образом в обеспечении их водоустойчивости и предотвращении расслоения, а также в способе возбуждения детонации с учетом реальных (и условных) границ су-

ществования простейших водосодержащих взрывчатых смесей АС — Al — H_2O.

Информация об АС или ее смесях с неорганическими добавками содержится в следующих источниках:

1. О чистой АС, как ВВ:

а) Lobry de Bruyn, 1891.

б) Взрывы в Оппау и др. до и после 1921 г.

в) Многочисленные специальные исследования до 1949 г.

г) Cook, et al. I. Phis. Chem., 59, 675 (1955),

д) Cook, et al., I. Phis Chem., 61, 189 (1957).

е) B. Lewis US. Burean of Mines, R 14, 502 (1949).

2. Об АС и АС — H_2O, как ВВ:

а) Взрывы АС в кристаллизаторах и испарителях:

Гиббстаун, штат Нью-Йорк, 1916 (2 т АС в кристаллизаторе);
Оукдел, штат Пенсильвания, 1916 (1,5 т в кристаллизаторе);
Никсон, штат Нью-Йорк, 1924 (2,4 т в кристаллизаторе);
Импарнум, штат Пенсильвания, 1925 (0,25 т в процессе выпаривания при 135 °С);
Милан, штат Теннеси, 1944 (0,25 т в процессе выпаривания при температуре 153 °С);

б) СА 29, 3469 (1935);

в) G. S. Scott and R. L. Crant, US. Burean of Mines. IC 7463, June 1948.

г) Взрывы при тушении водой горящей селитры.

3. Об АС — Al:

а) Lindsey, патент США 2126401 (1938);

б) Cook, et al. — J. Phis. Chem. 61, 189 (1957);

в) Mellor — Vol 7;

г) Du — Pont — CA 35, 8299 (1941).

4. Об АС — Al — H_2O (незагущенные смеси):

а) Woodbury — Wrightsman, патент США 2063572 (1936) (твердеющие ВВ, образующиеся при охлаждении насыщенного раствора АС в горячей воде);

б) Streng — Kirschenbaum, патент США 2836484 (1958) (Al + ненасыщенный раствор АС с содержанием АС менее 50% и с использованием пудры алюминия, применяемой на изготовление краски, и смачивающего реагента).

5. Бризантные смесевые ВВ, содержащие АС — Al — H_2O, сенсибилизирующие взрывчатые соединения (незагущенные):

а) Cook, et al. Патент США 3004462 (1961) по заявке 1943 г.;

б) Cook and Farnam, Table 1. Re 25, 695;

в) Mc Farland. Патент США 2463709 (2949).

6. Первые алюминизированные ПВВС и ВВВ:

а) Cook and Farnam. Патент США Re 25695, декабрь 1964 г.;

б) Cook and Farnam. Патент США 2930685, март 1960.

Высококачественная сенсибилизация ПВВС. Влияние аэрации на чувствительность определяет наиболее характерное различие между ВВВ и ПВВС (рис. 6.23). В то время как чувствительность ВВВ обычно возрастает с увеличением плотности, чувствительность ПВВС и

чувствительных к импульсу капсюля-детонатора водосодержащих смесей, наоборот, с увеличением плотности уменьшаются. Аэрация понижает чувствительность тротилсодержащих ВВВ, но увеличивает ее у ПВВС и алюминизированных ВВВ [14, 17, 22]. Это характерное различие обусловлено коренным отличием механизма химических реакций. Тротилсодержащие ВВВ реагируют путем поверхностного горения гранул тротила в условиях охлаждающего действия водного раствора (определяющего скорость реакции) противоположного обычному влиянию площади поверхности и образованию горячих точек. Поэтому максимальная чувствительность тротилсодержащих ВВВ достигается при крупности тротила около 3,3—1,6 мм. ПВВС детонируют посредством реакций, определяемых диффузией и ускоряющихся с увеличением свободной поверхности и числа горячих точек. ПВВС, сенсибилизированные нефтепродуктами, в этом отношении подобны ПВВС, т. е. их чувствительность с увеличением плотности убывает.

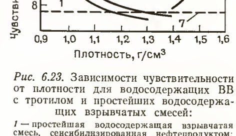


Рис. 6.23. Зависимости чувствительности от плотности для водосодержащих ВВ с тротилом и простейших водосодержащих взрывчатых смесей:

1 — простейшая водосодержащая взрывчатая смесь, сенсибилизированная нефтепродуктом; *2* — простейшая водосодержащая взрывчатая смесь с крупнодисперсным алюминием; *3* — водосодержащее ВВ с мелкодисперсным алюминием; *4* — уровень чувствительности, необходимый для применения смесей в шпурах и скважинах диаметром не менее 38 мм; *5* — водосодержащее ВВ с 33% ТНТ; *6* — водосодержащее ВВ с 17% ТНТ; *7* — уровень чувствительности, необходимый для применения смесей в скважинах диаметром не менее 230 мм

Чувствительность тротилсодержащих ВВВ сильно зависит от размера частиц твердого сенсибилизирующего ВВ и лишь незначительно — от физических и химических свойств других ингредиентов. Например, не имеет большого значения до тех пор, пока водосодержащая смесь не сильно аэрирована, является ли жидкая фаза насыщенным раствором окислителя или чистой водой и является ли избыток твердого окислителя крупно- или мелкодисперсным. Напротив, чувствительность ПВВС сильно зависит от размера частиц твердых ингредиентов. Например, чувствительность алюминизированной ПВВС возрастает с увеличением площади поверхности алюминия (или с уменьшением размера его частиц). Мелкодисперсный, чешуйчатый и пористый гранулированный алюминий являются лучшими сенсибилизаторами, чем алюминий в виде плотных сферических гранул, а тонкодисперсные аммиачная или натровая селитры обеспечивают более высокую чувствительность, чем крупнодисперсный твердый окислитель.

Сенсибилизирующее действие горячих точек сильнее проявляется в ПВВС, поэтому чувствительность их заметно возрастает при покрытии частиц алюминия тонкими твердыми пленками углеводородов (гидрофобных покрытий). Чувствительность ПВВС улучшается также при оптимальной величине воздушных пузырьков, прилипающих к гидрофобной поверхности частиц, т. е. посредством оптимизации размеров

горячих точек. Сера является эффективным сенсибилизатором для ПВВС, содержащих нитрат натрия не только вследствие высокой теплоты реакций, но также потому, что она удерживает пузырьки воздуха, являющиеся горячими точками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ARS Committee on Monopropellant Methods - Recommended Test No. 1. "Card-Gap Test for Shock Sensitivity of Liquid Monopropellants", AM. Rocket Soc., New York, July, 1955.

2. Bauer A., M. A. Cook, and R. T. Keyes, "Ionization in the Initiation of Detonation", *Vulnerability News and Views,* U. S. Naval Weapons Evaluation Facility (3432), Kirtland Air Force Base, Albuquerque, New Mexico, July-August, 1962.

3. *Blasters Handbook,* DuPont Company, Wilmington, Delaware, 15th Ed., 1967.

4. Clay R. B., M. A. Cook, and R. T. Keyes, "Plate Velocities in Impact Loading by Detonation Waves", Symposium on Shock Waves in Process Equipment, Am. Inst. Chem. Eng. Annual Meeting, December 8-11, 1957.

5. Clay R. B., M. A. Cook, R. T. Keyes, and O. Shupe, "Trapped DDT Waves", Am. Phys. Soc. Annual Meeting, Hawaii, August, 1959.

6. Cook M. A., *The Science of High Explosives,* ACS Monograph No. 139, Reinhold Publishing Company, 1958 (currently published by Robert E. Krieger Publishing Company, Huntington, New York, 11743).

7. Cook M. A., Fourth Annual Symposium on Mining Research, Rolla, Missouri, November, 1958.

8. Cook M. A., R. T. Keyes, and W. O. Ursenbach, *J. Appl. Phys. 33,* 3413, 1962.

9. Cook M. A., D H. Pack, L. Cosner, and W. Gey, ibid, *30,* 1519, 1959.

10. Cook M. A., D. H. Pack, and W. Gey, *Proc. Roy. Soc., A246,* 1958, Seventh Int. Symp. Combustion, pp. 820-360, 1958.

11. Cook M. A., D. H. Pack, and W. S. McEwan, *Trans. Fara Soc., 56,* 1028, 1960.

12.Cook M. A., and E. L. Talbot, *Ind. & Eng. Chem., 43,* 1698, 1951.

13. Cook M. A., and L. L. Udy, *J. Am. Rocket Soc.,* June, 1961, pp. 52-56.

14. Dixon J. F. C., "Water Compatible Explosives for Blasting", Annual Symp. Min. Res. No. 4, (Series 97). Rolla, Missouri, 1958.

15. Eyring H., R. E. Powell, G. H. Duffey, and R. B. Parlin, *Chem. Rep. 45, 69,* 1949.

16. Findlay A. and C. Rosebourne, *J. Soc. Chem. Ind. 41,* 38, 1922.

17. Gwyther, T. Z., "The Influence of Electrical Fields on SDT", University of Utah, Department of Metallurgy (IMER), AFOSR-56-65, Sept. 28, 1965.

18. Grant R. L. and R. W. Van Dolah, Annual Sym. Min. Res. No. 4 (Series 97), Rolla, Missouri, 1958.

19. Hradel J. R., U. S. Patent 3,177,102, 1965.

20. Igel A. and L. W. Seeley, Second ONR. Symposium on Detonation, Washington, Feb., 1955.

21. Kos D. W. and J. E. Kennedy, "Development of a System to Deliver and Detonate Large Explosive Charges Underseas". IIT Final Report, Contract DA-49-083-OSA-3198 (ARPA), January, 1969.

22. Swisstack P. L., J. D. Ferguson, R. B. Hopler, U. S. Patents 3,288,658 and 3,288,661, 1966.

23. Tikker D. T. "New Developments in the Use of AN Explosives", Eighth Annual Drilling and Blasting Symposium, University of Minnesota, October 3, 1958.

24. Udy L. L. "Investigation of Electron Densities in Plasma Clouds Produced by Detonating Mixtures in a Vacuum", IRECO Report to Melpar, Inc., Falls Church, Va., April 25, 1962.

7. ФИЗИКА И КОЛЛОИДНАЯ ХИМИЯ ВОДОСОДЕРЖАЩИХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ ТИПА СЛАРРИ

7.1. НЕЗАГУЩЕННЫЕ, ЗАГУЩЕННЫЕ И СТРУКТУРИРОВАННЫЕ СЛАРРИ

Сларри представляют собой (сплошные) жидкости, содержащие взвешенные твердые частицы. Жидкая фаза ВВВ и ПВВС может быть трех видов: 1) незагущенным раствором окислителя, 2) загущенным раствором окислителя и 3) загущенным и структурированным водным раствором окислителя. Причем в любом из них или во всех трех видах могут содержаться другие растворимые ингредиенты, подобные этиленгликолю, формамиду или сахару. Все ВВВ и ПВВС содержат взвешенные твердые частицы и поэтому относятся к сларри независимо от того, представляет ли собой сплошная жидкая фаза кристаллоидный раствор (незагущенный), коллоидный раствор (загущенный) или гель (загущенный и структурированный). Утверждение о недопустимости отнесения взрывчатых водных гелей к сларри ненаучно, поскольку практически все взрывчатые водные гели содержат взвешенные частицы твердого окислителя и, как правило, также твердого сенсибилизатора или горючего: тротила, бездымного пороха, алюминия и др.

Гели сохраняют подвижность даже при высокой вязкости. Иначе не было бы смысла придавать определенную вязкость ВВВ и ПВВС. (Вязкость взрывчатых водных гелей не должна быть чрезмерно высокой; все они должны обладать текучестью, чтобы заполнять скважину на все сечение). Кроме того, в большинстве случаев взвешенные частицы в ВВВ и ПВВС составляют свыше половины их состава, поэтому водные гели являются просто сплошной взвешивающей средой. Без взвешенных частиц, придающих взрывчатым водным гелям характер сларри, большинство сларри, как правило, не были бы взрывчатыми. В данном случае безразлично, является ли гель чистым и прозрачным или содержит измельченные частицы и, следовательно, является и гелем, и сларри, т. е. гель является гелем независимо от того, содержит ли он раздробленные или цельные твердые частицы. Почти все (безусловно все ВВВ и ПВВС Кука — Фернема) применяемые в настоящее время, относятся к сларри. Поэтому правильнее назвать их взрывчатыми водными гелями — сларри. (Некоторые взрывчатые водные гели могут не содержать твердой АС или твердого сенсибилизатора. Конечно, они не могут быть отнесены к сларри).

7.1.1. Незагущенные сларри

Сларри первого вида можно применять так же успешно, как и загущенные или гелеобразные сларри, если в условиях применения обеспечена их однородность. Действительно, первые ПВВС вначале

применялись при промышленной отбойке в незагущенном виде. Загущенные ВВВ и ПВВС, т. е. смеси второго вида, получили широкое применение и оказались вполне надежными в различных условиях. Однако гелеобразные ВВВ и ПВВС (смеси третьего вида) оказались наиболее эффективными и надежными благодаря более высокой и длительно сохраняющейся в различных условиях водоустойчивости, хотя их применение является обычно более сложным и трудоемким. На практике не применяются сларри неоднородных ВВВ и ПВВС (абсурдно предполагать, что при подробном описании ВВВ и ПВВС можно обойтись без понятия гомогенности, если слово «гомогенность» или его эквивалент не упоминались).

7.1.2. Загущенные сларри

В загущенных сларри сплошная жидкая фаза является коллоидным раствором, содержащим субмикроскопические твердые частицы, взвешенные и движущиеся в жидкости, как при броуновском движении. Макроскопические твердые частицы, придающие смеси характер сларри, не являются частью этой коллоидной фазы, поскольку они намного крупнее. Например, разработанные Куком — Фернемом ВВВ с тротилом или бездымным порохом имеют крупность от 4,7 до 0,34 мм, в разработанных ими же алюминизированных ПВВС — крупность от 1,65 до 0,03 мм, тогда как частицы коллоидного раствора имеют диаметр 10^{-5} см и менее. Гидрофильный коллоид гуар-гам, первоначально использовавшийся для загущения ВВВ и ПВВС второго вида, реагирует с водным раствором окислителя и экстрагирует из него примерно 4 (± 2) части воды (а также АС в количестве, примерно соответствующем ее содержанию в жидкой фазе) на каждую часть гидрофильного коллоида, примененного для загущения жидкой фазы (раствора) в сларри. Загуститель с экстрагированным раствором всегда образует полухимический комплекс (например, с водородными связями) твердых частиц настолько малых, что они под воздействием броуновского движения образуют равномерно распределенную взвесь.

7.1.3. Гелеобразные сларри

Загущенные и структурированные ВВВ и ПВВС кроме твердых взвешенных частиц содержат две сплошные фазы — кристаллоидный раствор и «гущу» коллоидных частиц, соединенных друг с другом (или поперечно сшитых) водородными связями. Сочетание объемной жесткой структуры твердых частиц с заполняющими ее двумя указанными взаимнопроникающими фазами придает взрывчатым водно-гелевым сларри (или просто гелеобразным ВВВ) их гелеобразный характер. «Гуща» коллоидных частиц состоит из гуар-гама, поглощающего в зависимости от температуры трех — пятикратное количество воды или шести — пятнадцатикратное (по массе) количество адсорбированной жидкой фазы и структурирующего агента, например ионов бората. Сам гель включает только сплошную жидкую фазу ВВВ или ПВВС. Взвешенные твердые частицы, как и в ВВВ и ПВВС второго вида, пред-

ставляют собой твердые частицы АС (входящей практически во все сларри), а также твердые частицы горючего и(или) сенсибилизатора. При этом твердые частицы составляют обычно более половины водосодержащих ВВВ. ПВВС Стренга-Киршенбаума (патент США 2836484 на систему АС — Al — H_2O) являлись исключением, поскольку их жидкая фаза не была насыщенной, и алюминий был измельчен настолько тонко, что эти смеси, вероятно, даже нельзя отнести к сларри (взвеси частиц алюминия без твердых частиц АС), т. е. их водная фаза, вероятно, не была сплошной, о чем свидетельствовала низкая плотность (1,09—1,18 г/см^3) этих смесей.

7.1.4. Содержание воды (в «точке сларризации») в гравитационно-стабилизированных ВВВ и ПВВС Кука — Фернема

Содержание воды в сларризованных ВВВ и ПВВС Кука — Фернема является точно определенным и равным, зависящим только от свободного пространства между сларризованными твердыми частицами. Это обусловлено тем, что удельный вес твердых частиц АС и сенсибилизаторов (тротила или алюминия) обычно значительно превышает плотность сплошной жидкой фазы. Поэтому одной только (даже высокой) вязкости недостаточно, чтобы стабилизировать сларри, т. е. предотвратить его гравитационное расслоение. Единственным надежным способом предотвратить расслоение является гравитационная стабилизация, которая создается, когда твердые частицы опираются друг на друга, будучи в то же время разделенными жидкой фазой, остающейся в межгранульных пространствах. Даже сильно гелированные сларри будут расслаиваться за время пребывания в расфасованном виде, а сларри, приготовляемые и загущаемые на месте применения — за время нахождения в скважине, если пытаться стабилизировать их только за счет высокой вязкости.

В части *II* рис. 7.1, *а* показаны незагущенные сларри с количеством воды, соответствующим «точке сларризации», а в частях *I* и *III* иллюстрируются условия гетерогенности (чрезмерно большое и слишком малое количество воды, ни одно из которых не может быть допущено в ВВВ и ПВВС).

Рис. 7.1, *б* иллюстрирует незагущенное, загущенное, а также загущенное и структурированное сларри, находящиеся в «точке сларризации». Система в состоянии *III* рис. 7.1, *а*, например, имеет два недостатка: нижняя часть ее (сларри) может быть даже не способной детонировать, но если она и будет детонировать, то в целом смесь будет сильно ослаблена, потому что находящаяся сверху жидкая фаза обычно не способна к детонации. Состояние *III* рис. 7.1, *а* является также непригодным, поскольку верхняя низкоплотная гранулированная часть системы легко проницаема для воды и может быть ею разрушена. С другой стороны, известны случаи, когда незагущенные сларри заряжались под воду и проявляли при этом высокую взрывную эффективность. Все же до сих пор наиболее эффективными являются загу-

щенные, а также загущенные и структурированные водосодержащие смеси, особенно при применении в условиях перемешивания или турбулентных потоков воды. Огромное различие между истинным сларри и аналогичной смесью, в которой жидкая фаза не является сплошной, можно легко продемонстрировать, изготовив смесь со слишком малым количеством воды, но при температуре достаточно высокой, чтобы смесь действительно являлась истинным сларри в момент изготовления. В этом случае смесь будет иметь малую водоустойчивость после охлаждения ниже той достаточно четко определенной точки, в которой жидкая фаза уже не является сплошной.

В настоящее время количество свободной воды для получения наилучших (гравитационно стабилизированных) алюминизированных ПВВС является достаточно хорошо определенной величиной, которая соответствует «точке сларризации» и которая отмечена значками на кривых зависимости плотности от содержания воды (рис. 7.2) для систем АС — H_2O, АС — 20% Al — H_2O и АС — 40% Al — H_2O. Для этих составов применялись мелкогранулированная аммиачная селитра и тонкодисперсный алюминий, характеризующийся числом Рейнольдса

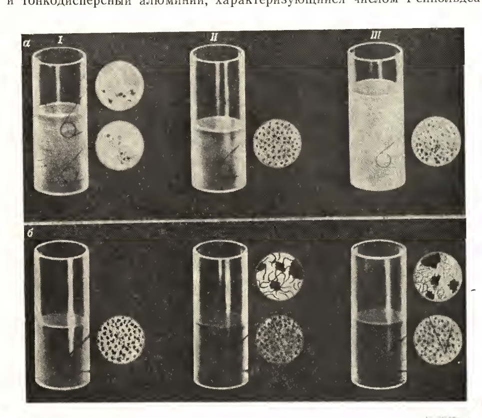


Рис. 7.1. Физическое состояние системы АС—Al—H_2O:
а — влияние дозировки воды; *б* — влияние загущения точки сларризации

12120 (совершенно неэффективный сенсибилизатор для алюминизированных ПВВС). Каждая из этих систем может находиться в трех, нередко в четырех различных, легко различимых состояниях.

1. Гомогенное, низкоплотное, несларризованное, неустойчивое состояние, представленное сплошными кривыми для составов с 0, 20 и 40%-ным содержанием алюминия (Re12120) при соответственном изменении содержания воды от 0 до 5, 6 и 7,5%.

2. Гетерогенные (частично сларризованные, частично несларризованные) состояния, представленные нижней и верхней пунктирными линиями между первым состоянием и точкой сларризации. Это состояние иллюстрировалось в части III рис. 7.1, а. Нижняя часть смеси имела по существу такой же состав и плотность, как гомогенное сларри в «точке сларризации». В некоторых случаях состояние *III* может не существовать вообще. Например, хотя верхняя кривая на рис. 7.2 выявляет на коротком участке это состояние, на самом деле в работе, на которой основаны эти дан-

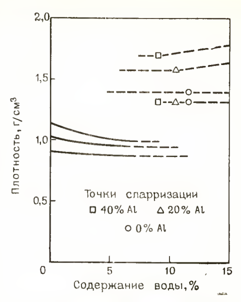


Рис. 7.2. Зависимость плотности смесей АС—Al—H_2O (гранулированная АС и тонкодисперсный алюминий, характеризующийся числом Рейнольдса Re 12120) от содержания воды (в среднем при температуре 20 °С)

ТАБЛИЦА 7.1

Изменение средней плотности викеновской (тонкодисперсной) АС/12120 Al/H_2O в зависимости от ее состава

Состав	Средняя плотность, г/см³	Состав	Средняя плотность, г/см³	Состав	Средняя плотность, г/см³	Состав	Средняя плотность, г/см³
100/0/0	0,89	90/10/0	0,95	80/20/0	1,02	60/40/0	1,14
97/0/3	0,89	87/10/3	0,88	77/20/3	0,89	57/40/3	0,95
94/0/6	1,01[а]	84/10/5	1,0[illegible][в]	74/20/6	1,08[а]	54/40/6	1,00
94,5/0/7,5	1,08[а]	82,5/10/7,5	1,18[а]	72,5/20/7,5	1,24[а]	52,5/40/7,5	0,98
91/0/9	1,19[в]	81/10/9	1,25[а]	71/20/9	1,42[а]	51/40/9	1,70[б]
89,5/0/10,5	1,30[в]	79,5/10/10,5	1,49	69,5/20/10,5	1,57[б]	49,5/40/10,5	1,69[в]
88/0/12	1,39[б]	78/10/12	1,51[б]	68/20/12	1,56[в]	48/40/12	1,72[в]
85/0/15	1,43[в]	75/10/15	1,49[в]	65/20/15	1,54[в]	45/40/15	1,70[в]

Примечание.
а — сларри находится под увлажиеиной твердой гранулированной фазой (III, рис. 7.1, *а*);
б — истиииая «точка сларризации» (II, рис. 7.I, *а*);
в — водиый раствор АС поверх сларри (I, рис. 7.1, *а*, сплошная кривая иа рис. 7.2, ниже условия *III* все немаркированные точки соответствуют иизкоплотным смесям, подобио смеси в верхней части *III* рис. 7.I, *а*.)

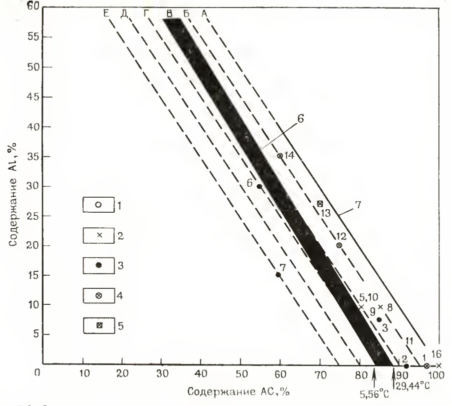


Рис. 7.3. Зависимость между содержанием АС и содержанием алюминия в системе АС—Al—H_2O:

сплошная и пунктирная линии — исследованная и неисследованная область детонационной способности с ингредиентами Доу; *1* — вероятность детонации по данным Доу; *2* — вероятность отказа по данным Доу; *3* — достоверный отказ по данным Доу; *4* — воронки такие же, как при АС/H_2O состава 97/3, но должны быть в 6—8 раз больше; *5* — воронки меньше, чем при АС/H_2O состава 97/3, но должны быть в 7 раз больше — по данным Доу; *А* — АС—Al — 0% H_2O; *Б* — АС—Al — 5% H_2O; *В* — АС—Al — 10% H_2O; *Г* — АС—Al — 15% H_2O; *Д* — АС—Al — 20% H_2O; *Е* — АС—Al — 25% H_2O; *6* — область единственно подлинных систем АС/Al/H_2O с ингредиентами Доу без гуар-гама; *7* — см. Journal of Phis Chem, 61, 189 (1957)

ные (табл. 7.1), оно не было обнаружено в исследованных пределах изменения содержания воды. С другой стороны, оно существует в довольно широкой области для смеси АС — H_2O (без алюминия) в пределах изменения содержания воды от 5 до 12%.

3. Гомогенное сларри, изображенное в части *II* рис. 7. 1, *а*. Соответствующие этому условию «точки сларризации» для смесей с 0, 20 и 40% мелкодисперсного алюминия 12120 отвечают содержанию воды 12; 10,5 и 9% при использовании тонкодисперсной АС.

4. Гетерогенное состояние выше «точки сларризации» изображено в части *I* рис. 7.1, *а*. Нижняя часть этой гетерогенной системы представляет собой сларри, непрерывно обогащающуюся алюминием по мере увеличения содержания воды, растворяющей АС так, что плотность нижней гетерогенной части системы возрастает с увеличением со-

держания воды. Верхняя часть системы в состоянии *I* представляет собой насыщенный водный раствор АС одинакового состава для всех трех смесей при любой температуре.

Незагущенные ВВВ и ПВВС практически представлены только в виде гомогенных сларри (пример которых показан в части *II* рис. 7.1, *а*), а несколько видов таких сларри получили успешное применение. Смеси в первом и втором состояниях имеют низкую водоустойчивость, за исключением нижней части смеси, находящейся во 2-м состоянии и показанной в части *III* рис. 7.1, *а*. Они способны детонировать при правильном выборе дисперсности алюминия. Они не способны к детонации при использовании алюминия (Re12120). Смеси в четвертом состоянии могут быть или не могут быть детонационноспособными даже при надлежащей дисперсности алюминиевого сенсибилизатора в зависимости от количества выщелоченной из них АС. Однако, поскольку находящаяся сверху жидкость не способна детонировать, эта гетерогенная система (показанная в части *I* рис. 7.1, *а*) не имеет практического значения, если содержание воды значительно выше «точки сларризации». Алюминизированные ПВВС Кука — Фернема относятся исключительно к виду, представленному состоянием *III*, т. е. изображенным на рис. 7.1, б (все в точке сларризации). На рис. 7.3 показана область истинных незагущенных ПВВС элементарной системы АС — Al — H_2O, где черная полоса представляет область «точек сларризации» в пределах номинального диапазона температур, причем каждой температуре соответствует единственное значение содержания воды, минимальное при высокой температуре и максимальное при низкой температуре.

7.1.5. Содержание воды в загущенных сларри

Применяемые в настоящее время загустители для ВВВ и ПВВС, например гуар-гам, обычно повышают точку сларризации, т. е. количество воды, необходимой в этой точке, но не исключают состояния (2), если оно существует для незагущенной системы, или состояния (4), хотя для образования обоих состояний может потребоваться некоторое время.

Как указывалось выше, гуар-гам поглощает воду (две — четыре части на каждую часть гуар-гама) и химически соединяется с ней своими молекулами. Эта адсорбированная вода, называемая связанной водой, не способна больше к растворению АС и других водорастворимых ингредиентов [2].

Поскольку растворение гуар-гама в насыщенном растворе АС не сопровождается выпадением в осадок кристаллов селитры, то единственно возможное объяснение этого факта состоит в том, что они входят в состав полухимического комплекса коллоидных частиц загущенного раствора. Это заключение достаточно хорошо подтверждается, во-первых, результатами измерений (титрованием) в «точке сларризации» (как показано было на рис. 7.1, *б* для смеси АС — Al — H_2O — гуар-гам) с твердыми частицами АС — Al с известной величиной свободного пространства между частицами и, во-вторых, тем, что в рас-

творе АС возникает большое число видов связей (водородных связей), которые вызывают адсорбцию на частицах гуар-гама.

Связанная вода, адсорбированная коллоидными частицами гуар-гама, отличается от свободной воды так же, как водород воды от газообразного водорода. Например, она теряет способность растворять водорастворимые соли и химически легко отличима от «свободной воды», т. е. воды, оставшейся не адсорбированной гуар-гамом [2, 15]. Действительно, свободная и связанная вода могут быть определены титрованием по методам, описанным Вейзером [15].

Чтобы загущенное сларри типа алюминизированной ПВВС например, оставалось стабильным (не расслаивалось) в течение длительного времени, отношение массы свободной воды к массе твердых частиц АС и алюминия должно в ней быть по существу таким же, как и в незагущенном сларри (первого вида). Это можно продемонстрировать путем сравнения общей массы (связанной и свободной) воды, необходимой для образования гомогенного сларри, в зависимости от содержания гуар-гама при заданной смеси АС и Al. Например, для сларризации данной твердой смеси насыщенным раствором АС, содержащим одну часть гуар-гама, может потребоваться 15 частей воды, тогда как та же самая смесь без гуар-гама может быть сларризована примерно 10% воды. Разница представляет (с учетом погрешности измерения) массу связанной воды, которая может быть определена титрованием дигидратом кобальта по методу [15]. Это означает, что загущенное сларри, содержащее 1% гуар-гама, будет по существу таким же, как незагущенное, за исключением того, что оно будет разбавлено примерно на 10% связанным и отвержденным раствором в виде коллоидных частиц при условии, что его температура будет равна средней температуре в скважинах. (В Мезеби Рейндж, например, температура в скважинах составляет примерно 4 °С).

Взрывная эффективность этих фактически твердых разбавителей незначительна, но они улучшают ПВВС, повышая их водостойкость в скважинах с проточной водой, хотя в непроточной воде незагущенные сларри в физическом отношении не будут отличаться от загущенных, если их заряжание в скважину производить со дна через зарядный шланг.

Взрывная эффективность незагущенных сларри примерно на 7% выше аналогичных загущенных, поскольку для изготовления последних требуется примерно на 4% больше воды. Увеличение или уменьшение содержания воды от количества, соответствующего «точке сларризации», приводит к образованию тех же самых (указанных выше) трех состояний (1), (2) и (4), за исключением того, что эти «точки сларризации» сдвинуты вправо примерно на четырехкратное содержание гуар-гама.

7.1.6. Содержание свободной воды в загущенных сларри

Содержание воды в ВВВ и ПВВС вида (3) может изменяться в более широких пределах (в сторону увеличения, но не в сторону уменьшения от «точки сларризации»), чем в таких же составах неза-

гущенного или загущенного видов, хотя гелеобразные ВВВ и ПВВС при длительном пребывании в скважинах также проявляют склонность к расслоению, если не обеспечить их гравитационную стабилизацию (в «точке сларризации», как показано в части *II* на рис. 7.1, *a*), т. е. если их сларризованные твердые частицы не будут опираться друг на друга.

Иными словами, гелеобразное сларри можно сделать достаточно вязким, чтобы даже непористые гранулы алюминия оставались суспендированными в сларри с избытком воды (вязкость или «точка стабилизации сларри») в течение достаточно длительного времени. С другой стороны, даже сильно загущенные и структурированные алюминизированные ПВВС могут расслаиваться в течение достаточно длительного срока, если содержание воды в них не будет соответствовать гравитационно-стабилизированной «точке сларризации». Наилучшими алюминизированными ПВВС поэтому являются такие, в которых отношение массы свободной воды к сларризованным твердым компонентам примерно такое же, как в смеси, показанной в части *II* на рис. 7.1, *a*. Кроме того, такие гравитационно-стабилизированные сларри имеют более высокую взрывную эффективность, чем стабилизированные посредством высокой вязкости, так как последние содержат большее количество воды (быстрота снижения взрывчатой эффективности составляет около 1,7% на каждый процент увеличения содержания воды в обычном диапазоне его изменения).

Во время изготовления гелеобразных алюминизированных ПВВС обычно не наблюдается образования гетерогенных состояний *I* или *III* (см. рис. 7.1, *a*), поскольку возрастающая вязкость геля замедляет расслоение. Однако при неправильной дозировке воды и после достаточно длительного времени могут возникнуть оба этих состояния. С другой стороны, нельзя получить гомогенное гелеобразное сларри при недостатке воды, по сравнению с ее массой, необходимой для образования гравитационно-стабилизированного загущенного сларри. Однако его можно получить на короткое время при избытке воды сверх необходимого для достижения «точки сларризации» при данном гранулометрическом составе смеси АС — Al и необходимой массе гуар-гама. Однако такое состояние является нестабильным и при длительном стоянии в конце концов расслаивается и переходит в состояние *I* (см. рис. 7.1, *a*).

7.1.7. Регулирование «точки слarризации»

Изменить «точку сларризации» незагущенных или загущенных гомогенных долговременно стабильных, т. е. не имеющих потенциальной нестабильности ВВВ и ПВВС можно только изменением межгранульных пространств. Это может быть достигнуто подбором гранулометрического состава сухих компонентов. Например, «истинную точку сларризации» для системы АС — Al — H_2O без гуар-гама можно изменить от значений, превышающих на 8% величины, приведенные в табл. 7.1, до значений на 2%, меньших по сравнению с табличными. Так, «точке сларризации» для ПВВС с алюминием (30%), изготовленной

на гранулированной АС и тонкочешуйчатом алюминии, соответствовало 20% воды, а путем смешения крупно- и мелкогранулированной АС и крупно- и мелкодисперсного алюминия, содержание воды было понижено до 8%. Для смесей с отношением АС — Al, равным 1, нижний предел содержания воды при оптимальном гранулометрическом составе твердых компонентов составлял только 6%. Здесь предполагается, что воздух отсутствует только в жидкой фазе сларри. Твердые же компоненты могут содержать захваченный воздух. Например, около 15—18% общего объема гранул АС приходится на поры, две трети которых находятся внутри гранул, и захваченный воздух остается в гранулах АС даже при сларризации гранул АС в незагущенных, но насыщенных водных растворах АС. (Этот захваченный воздух, конечно, частично или полностью высвобождается при растворении гранул в ненасыщенном растворе АС). Действительная плотность гранул АС поэтому составляет 1,4—1,45 г/см³. Точно также алюминий сорта S-34 содержит захваченный газ в таком количестве, что действительная иммерсионная плотность жидкой фазы составляет $2{,}1 \pm 0{,}1$ г/см³.

При применении гуар-гама с поперечной сшивкой или без нее «точка сларризации» повышается примерно на 4 (± 2) % на каждый процент гуар-гама в зависимости от температуры в скважине. Поскольку загущение и структуризацию смесей желательно производить минимальным количеством гидрофильного коллоида и воды, следует, как правило, полагаться на гравитационную, а не вязкостную стабилизацию смеси даже при небольшом периоде времени между ее приготовлением и взрывом. Успешная замена ДВА предохранительными айриджелями в 1970 г. стала возможной благодаря достигнутому снижению содержания в них гуар-гама почти на целый процент без ухудшения (фактически с улучшением) водостойкости. Поэтому айриджели, содержавшие почти на 4% меньше воды, чем аналогичные смеси ДБА, обладали на 7% большей взрывчатой эффективностью при том же самом соотношении АС/нитрат натрия/алюминий.

7.1.8. Вязкостно-стабилизированные ВВВ и ПВВС

В ряде областей применения водосодержащих смесей нет необходимости в их долговременной устойчивости к расслоению, но желательна высокая текучесть, т. е. низкая вязкость. Примером такой области являются шланговые заряды, предназначенные для взрывания вскоре после заполнения шлангов.

Закон Пуазейля выражается уравнением

$$V = \pi p R^4 / 8 \eta L, \qquad (7.1)$$

где V — скорость потока; p — давление (нагнетания); R — радиус трубы; η — вязкость; L — длина трубы.

В этом случае требовалось наполнить водосодержащей смесью пластиковый шланг внутренним диаметром 48 мм с прочностью на разрыв $1 \cdot 10^5$ Па с производительностью нагнетания 90 кг/мин и взор-

вать заряд в течение 1 ч. Согласно уравнению (7.1), этим условиям соответствует заполнение сларри шланга на длину 104 м при вязкости смеси 100 П, которая является минимально необходимой для того, чтобы обеспечить вязкую стабилизацию сларри и ее гомогенность в течение заданного времени. Как показали наблюдения, давление нагнетания при заполнении шланга возрастало во времени линейно в соответствии с уравнением (7.1), и нагнетание прекращалось точно при давлении $1 \cdot 10^5$ Па. В этот момент сларри как раз достигала конца шланга длиной 104 м; разрыва шланга не произошло, и заряд ДВА-10LV был вскоре взорван. После этой операции была сделана попытка заполнения и взрывания зарядов в шлангах диаметром 65 мм и длиной 305 м с такой же (паспортной) прочностью на разрыв. В этом случае шланги должны были иметь достаточный запас прочности, поскольку предшествующие испытания проводились главным образом с целью установления возможно более жесткого контроля поддержания η и ρ при изготовлении сларри на месте применения. К сожалению, шланги не обладали паспортной прочностью и разрывались у конца, с которого производилось их наполнение смесью при давлении несколько ниже $3{,}5 \cdot 10^4$ Па после заполнения только на длину 137 м.

7.1.9. Плотностно- и вязкостно-стабилизированные ПВВС

На рис. 7.4 показаны подготовка и результат взрыва заряда загущенного, но не структурированного алюминизированного ВВВ типа сларри с плотностной и вязкостной стабилизацией, чувствительного к взрыву капсюля-детонатора и не содержащего никаких твердых ингредиентов, кроме взвешенного в жидкой фазе тонкоизмельченного алюминия. Подбором эффективной иммерсионной плотности тонкодисперсного алюминия с пленочным гидрофобным покрытием и плотности водного раствора (содержащего в этом случае окислитель и растворимую горючую добавку) этой системе можно придать долговременную стабильность, поскольку при этом устраняется тенденция к гравитационному расслоению смеси.

7.1.10. Регулирование подвижности

На рис. 7.5 показано, в каком широком диапазоне можно регулировать подвижность вязкостно-стабилизированных, гелеобразных ВВВ и ПВВС. Подобные смеси обычно имеют превосходную начальную водостойкость и их можно заряжать (заливать) сквозь высокий столб воды, но они не обладают долговременной стабильностью, если их состав не будет полностью или приближенно обеспечивать гравитационную или плотностную стабилизацию, т. е. если (иммерсионная) плотность взвешенных твердых ингредиентов не будет одинаковой с плотностью гелевой (загущенной гуар-гамом и структурированной) фазы. Кроме того, следует еще раз отметить, что гравитационно-стабилизированные водосодержащие смеси содержат минимальное количество воды и поэтому обычно имеют более высокую взрывную эффективность, чем аналогичные плотностно- или вязкостно-стабилизированные смеси.



Рис. 7.4. Подготовка и результат взрыва заряда сларри массой 450 г, залитого в шпур диаметром 2,5 см и глубиной 0,6 м

7.2. РЕГУЛИРОВАНИЕ ПЛОТНОСТИ ВВВ И ПВВС

7.2.1. Регулирование плотности сларризованных твердых компонентов

Регулировать плотность любого из трех видов сларри можно путем использования пористых твердых ингредиентов, в которых воздух находится внутри твердых гранул или прочно удерживается на их поверхности посредством гидрофобных твердых добавок, например естественных гидрофобных твердых веществ, таких, как сера и угле-

род, или искусственных гидрофобных покрытий (подобных углеводородам), которые жадно поглощают и насыщаются воздухом. Изменением плотности водосодержащих смесей можно регулировать их чувствительность. Путем применения малоплотных составов можно снизить плотность заряжания в верхней части скважин, где требуется меньшее количество ВВ, чем в подошвенной. Для понижения плотности ПВВС с целью поддержания необходимого уровня их чувствительности при высоких давлениях первоначально применяли пустотелые шарики из стекла и других твердых материалов с высоким пределом







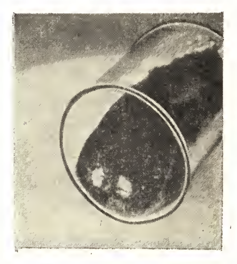


Рис. 7.5. Подвижность загущенных и вязкостно-стабилизированных алюминизированных ПВВС при различном содержании воды, гуар-гама и структуризатора

прочности на сжатие. Твердые гранулы АС (12% объема которых приходится на внутренние пустоты) и алюминий марки S-34 (на внутренние пустоты в котором приходится 20% объема) оказывают аналогичное действие.

Все эти способы регулирования плотности основаны на использовании внутренней и поверхностной аэрации сларризованных твердых компонентов. Преимуществами регулирования плотности смесей аэрацией твердых компонентов являются: 1) независимость плотности от давления до тех пор, пока оно не превысит предел прочности твердых компонентов на раздавливание; 2) этот способ можно использовать для незагущенных, загущенных и гелеобразных водосодержащих смесей. Недостаток этого способа состоит в том, что он менее эффективен для сенсибилизации ПВВС при низком и среднем давлении по сравнению с аэрацией жидкой фазы, но последняя может применяться только в гелеобразных смесях.

Кристаллоидные (незагущенные) водные растворы неорганических окислителей практически не содержат воздуха. Поэтому жидкая фаза изображенных на рис. 7.1, б видов сларри по существу не содержит воздуха, хотя сларризованные твердые компоненты, например гранулированная АС и пористый или с покрытием алюминий, могут быть достаточно аэрированы, чтобы увеличить чувствительность незагущенных ПВВС. Жидкая фаза загущенных ПВВС, наоборот, насыщается воздухом в процессе смешивания компонентов, но эффективность такой аэрации вскоре быстро снижается из-за слияния маленьких, наиболее эффективных воздушных пузырьков в большие, постепенной их миграции к поверхности и исчезновении.

7.2.2. Регулирование плотности путем газонасыщения или аэрации жидкой фазы

Рост воздушных пузырьков и их всплывание можно значительно замедлить желатинизацией. Наоборот, большая разница плотностей газовых пузырьков и жидкой фазы в вязкостно-стабилизированных ПВВС благоприятствует росту и всплытию воздушных пузырьков. Вязкостная стабилизация поэтому допустима только для ПВВС, применяемых вскоре после изготовления, и неэффективна для расфасованных смесей, которые обычно имеют длительный срок хранения и перевозки перед употреблением.

Смешение компонентов водосодержащих смесей на месте применения обычно производят при повышенной температуре, а заряжают смеси в скважины, где температура значительно ниже. Поэтому может пройти несколько часов или даже суток, пока ПВВС охладится до температуры скважины. В таких случаях может оказаться очень эффективным применение вязкостной стабилизации как твердых (сларризуемых) частиц, так и газовых пузырьков, причем она подбирается такой, чтобы гравитационная стабилизация наступала прежде, чем твердые частицы смеси осядут вниз, а газовые пузырьки всплывут вверх. После того как гравитационная стабильность достигнута, газо-

вые пузырьки не смогут всплывать вверх, и желаемая пониженная плотность смеси будет сохранена. Однако при этом способе управления плотностью необходимо достаточно точно регулировать состояние системы, чтобы избежать перехода смеси в состояние *III* (см. рис. 71, *а*) или просто нарушения сплошности жидкой фазы, если даже она останется равномерно распределенной. В противном случае теряется водоустойчивость, т. е. чтобы поддерживать водоустойчивость, необходимо сохранять состояние сларри (непрерывность жидкой фазы).

Для удержания воздуха на поверхности сларризованных твердых компонентов следует возможно шире использовать гидрофобные покрытия и химическую стабилизацию газовых пузырьков в гелевой фазе ПВВС. Это откроет возможность долговременного управления плотностью, например, даже патронированных ВВВ и ПВВС путем стабилизации газовых пузырьков, предотвращения их роста и всплывания.

7.2.3. Зависимость плотности газонасыщенных сларри от давления

Кривые зависимости плотности аэрированных или газонасыщенных водосодержащих смесей от давления легко рассчитать по данным измерений плотности при атмосферном давлении, поскольку газовые пузырьки в этом случае подчиняются законам идеальных газов. Пусть общий объем одного 1 г сларри с аэрированной жидкой фазой при нулевом (манометрическом) давлении равен $\rho_1^{-1}(0)$, а общий объем одного 1 г этой же смеси при очень высоком давлении, когда присутствием воздуха можно пренебречь, $\rho_c^{-1} = v_c$. Тогда объем газа в 1 г сларри при атмосферном (или нулевом манометрическом) давлении составит $[\rho_1^{-1}(0) - \rho_c^{-1}]$. Поэтому в соответствии с законом Бойля

$$\bar{v}(p) = \rho_1^{-1}(p) = p(0)\left[\rho_1^{-1}(0) - v_c\right]/p + v_c, \tag{7.2}$$

где $p(0)$ — абсолютное давление при нулевом манометрическом (или атмосферное давление).

На рис. 7.6 показано изменение плотности $\rho_1(p)$ ПВВС в зависимости от глубины (высоты) вышележащего столба заряда, построенные по уравнению (7.2). Экспериментальные кривые плотность — давление для ПВВС с аэрированной или газонасыщенной жидкой фазой, но с неаэрированными сларризованными твердыми компонентами, как правило, соответствуют расчетным.

Жидкая фаза всех свежеизготовленных гелеобразных сларри подвергается естественной аэрации, если их изготовление производится не в вакууме. С помощью естественной аэрации можно понизить плотность смеси на 10—15%. Плотность свежеизготовленных смесей можно понизить еще на 15—20% искусственной механической аэрацией. Для достижения еще более низкой плотности следует применять «химическое» газонасыщение. В наиболее известных из применявшихся химических способов газонасыщения используется реакция разложения $CaCO_3$ уксусной кислотой [8], медленная реакция разложения $NaNO_2$ [1], реакция разложения перекиси водорода [10]. В первой из этих ре-

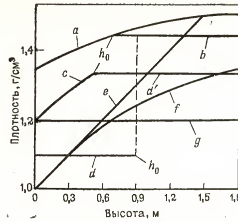


Рис. 7.6. Изменения плотности ПВВС при его исходной плотности $\rho_1 = 1{,}58$ г/см³ в зависимости от давления высоты столба заряда, позволяющие программировать распределение плотности заряда по глубине скважины

акций выделяется CO_2, во второй N_2 и в третьей O_2. Применение газонасыщения CO_2 сопряжено с трудностями, поскольку растворимость CO_2 изменяется с давлением и кислотностью значительно более резко, чем растворимость O_2, N_2 или воздуха. Недостаток газонасыщения O_2 состоит в том, что он может реагировать с некоторыми горючими компонентами. Поэтому во многих случаях для регулирования плотности предпочтительно использовать газонасыщение N_2.

Химическую аэрацию часто применяют для обеспечения необходимой чувствительности водосодержащим смесям, заряжаемым в нижнюю часть глубоких скважин, где естественной и механической аэрации может оказаться недостаточно даже в свежеприготовленной смеси, не говоря уже об уровне аэрации после длительного пребывания смеси в скважине.

На рис. 7.6 приводится ряд графиков для программирования плотности зарядов водосодержащих смесей, особенно необходимые, например, при подборе относительной объемной энергии смеси (или максимальной высвобождаемой энергии на единицу объема) для данной л.н.с., а также для регулирования чувствительности и детонационной способности. Кривая *a* иллюстрирует изменение плотности с глубиной только для естественно аэрированной смеси.

В очень глубоких скважинах большого диаметра может оказаться необходимым ограничение плотности подошвенной части заряда, чтобы она не превышала определенной величины, например такой, при которой сларри работает с максимальной эффективностью. Это может быть выполнено программированием газонасыщения сларри, изготовляемого на месте применения, от дна скважины до высоты h_0 и исключения газонасыщения выше отметки h_0.

Для создания постоянного значения плотности заряда в скважине ниже отметки h_0 (показано горизонтальными линиями *b*, *d′* или *g*) газонасыщение заряда должно быть прямо пропорционально глубине. Программирование в этом случае будет определяться условиями:

$$x = 0; \qquad h < h_0;$$

$$x = b\,[(h - h_0)/h_0]; \qquad h > h_0, \tag{7.3}$$

где x — необходимое количество химического агента, регулирующего плотность смеси; h — глубина.

Кривая *c* иллюстрирует другой способ регулирования плотности, когда требуется постоянная плотность подошвенной части заряда ни-

же отметки h_0 и постоянное газонасыщение верхней части заряда выше отметки h_0. Программирование в этом случае должно соответствовать условиям:

$$x = a; \qquad h < h_0;$$
$$x = a + b\,[(h - h_0)/h_0]; \qquad h > h_0. \tag{7.4}$$

Предположим далее, что по какой-либо причине, например по экономическим соображениям, необходимо поддерживать постоянную плотность в верхней и нижней частях заряда, но чтобы плотность нижней части заряда была значительно выше. Программирование должно производиться в соответствии с условиями $d - d'$ или $d - b$ на рис. 7.6, т. е.

$$x = a + ch/h_0; \qquad h < h_0;$$
$$x = b'\,[(h - h_0)/h_0]; \qquad h < h_0, \tag{7.5}$$

где $b' = a + c$.

Обычно при уступной отбойке на открытых разработках необходимо увеличивать концентрацию заряда в подошвенной части скважины, что может быть выполнено в соответствии с условиями (7.5).

Предположим теперь, что требуется повысить плотность смеси прямо пропорционально глубине h (прямая e). В этом случае программирование осложняется, поскольку для газонасыщения требуется сложная химическая обработка смеси, что осуществимо только при изготовлении ее на месте применения и может быть проведено по любому из вариантов b, c, d и g. Допустим, например, что программирование газонасыщения в этом случае достаточно близко определяется квадратным уравнением

$$x = a^* + b^*h + d^*h^2. \tag{7.6}$$

Постоянные в этом уравнении можно определить следующим путем. Кривая f (также как прямая d на рис. 7.6) соответствует газонасыщению с постоянной скоростью по всей длине заряда, что определяет a^*. Далее, прямая e пересекает кривую f в точке, соответствующей определенной глубине (в данном случае 3,05 м). В этой точке газонасыщение, следовательно, одинаковое для обеих кривых. Поэтому в этой точке при $x = a^*$ имеем

$$b^* \cdot 10 = -c^* \cdot 10^2.$$

Далее, поскольку прямая e пересекает кривую a в точке, которая соответствует глубине 15,25 м, то в этой точке

$$0 = a^* + (-10c^*)\,15{,}25 + c^*\,(15{,}25)^2, \text{ откуда}$$
$$c^* = 0{,}00033a^* \quad \text{и} \quad b^* = 0{,}0033a^*.$$

Вариант e газонасыщения водосодержащих смесей, изготовляемых на месте применения, не был испытан, но были выполнены испытания более сложных вариантов газонасыщения $d - d'$ и g. Например, вариант g (плотность заряда равна 1,2 г/см³ и постоянна по всей длине

заряда) был испытан в успешном эксперименте, выполненном в 1969 г. в ФРГ вблизи Гейдельберга. Программирование в этом случае определялось условием

$$x = a + bh. \tag{7.7}$$

Скважины диаметром 95 мм имели глубину 30 м. В подошвенную часть скважины (на 30% высоты) необходимо было зарядить сларри *a* плотностью 1,2 г/см³ и в верхнюю часть скважины (70% длины) — сларри *b* с такой же плотностью. На изготовление сларри и заряжание шести скважин было затрачено в общей сложности около 45 мин, причем смесь изготовлялась автоматически, а чистое время нагнетания составляло 1,4 мин (при производительности 50 кг/мин) для смеси *a* и 3,2 мин для смеси *b*, которые образовали колонки общей длиной 28,3±0,3 м. Заданная плотность (1,2 г/см³) выдерживалась с точностью около 1%, что свидетельствовало о хорошей системе управления на смесительно-зарядной автомашине.

7.3. МЕХАНИЗМ ДЕТОНАЦИИ ЖИДКИХ ВВ КАК ПРЕДПОСЫЛКА СЛАРРИ-ТЕХНОЛОГИИ

Механизм детонации ВВВ и ПВВС, по-видимому, легче понять, детально рассмотрев вначале механизм детонации твердых и жидких ВВ. Действительно ВВВ и ПВВС являются промежуточными между твердыми и жидкими ВВ, но ведут себя, скорее, подобно жидким, чем твердым ВВ.

7.3.1. Зависимость скорости детонации и ширины зоны химической реакции от диаметра заряда твердых ВВ по сравнению с жидкими

В процессе детонации твердых ВВ химические реакции обычно протекают путем поверхностного горения в зоне реакции. Наиболее четкое представление об этом механизме применительно к детонации зарядов гранулированного тротила, состоящих из сферических частиц с очень небольшой разницей в размерах, например, от 4,7 до 3,3 мм, от 3,3 до 2,4 мм и от 0,21 до 0,15 мм, дает работа [6].

Кривые зависимости скорости детонации от диаметра заряда, полученные для различных незамкнутых зарядов большей длины, состоявших из сферических частиц ВВ с небольшим разбросом в размерах, аппроксимировались уравнением

$$D = D^* \left[1 - (1 - d'/a_0)^3\right]^{1/2}, \tag{7.8}$$

где $d' = d - 0{,}6$ см — эффективный диаметр; a_0 — ширина зоны химической реакции, которая в «геометрической модели» идентична минимальному эффективному диаметру заряда ($d^* = d^* - 0{,}6$ см), при котором $D/D^* = 1$, т. е. наименьшему диаметру, при котором детонация является идеальной. (Величина 0,6 см представляет так называемый краевой эффект [6]). Критический диаметр для индивидуального взрыв-

чатого соединения подобного тротилу проявляется главным образом при $(D/D^*_{кр}=9{,}75+0{,}05$, при котором величина $d'/a_0=0{,}25+0{,}04$. Это означает, что $(d_{кр}-0{,}6)/(d^*-0{,}6)=0{,}25\pm0{,}04$. Справедливость этого предсказания показывает рис. 6.4, *б* работы [6], где видно, что $d^*=17$ см, $d_{кр}=4{,}8$ см, следовательно $(d_{кр}-0{,}6)/(d^*-0{,}6)=0{,}25$. Наименьшее значение D/D^*, которое можно было измерить в этом случае, равно $3{,}75/5{,}1=0{,}735$.

В жидких ВВ обычно нет готовых поверхностей, на которых может идти горение, но очевидно, что они возникают в ходе реакций. Этот вывод впервые сделан Бауэром и др. [3] на основе изучения зависимости скорости детонации от диаметра заряда полученных ими экспериментально для нитрометана при температуре 18,33 °С, для нитрометана, сенсибилизированного EDA, при температуре 1,67 °С, для нитрометана с 20% тротила при 1,67 °С для Д-13 при температуре 4,44 °С, для Д=13 при температуре 18,33 °С, и Д=8 при температуре 18,33 °С, причем все заряды находились в пластиковых трубках, т. е. являлись фактически незамкнутыми. Характер полученных кривых свидетельствовал о том, что отношение D/D^* составляло не менее 0,96 при d, близком $d_{кр}$. Кроме того, на основании измеренного краевого эффекта, равного 0,5 см, ширина зоны химических реакций $(a_0=d^*-0{,}5$ см) была намного большей, чем предполагалось из-за неправильной оценки $p(t)$ и $W(t)$. Интересно отметить, что фронт детонационной волны в нитрометане имел те же характеристические значения R/d, как в твердых ВВ, а именно максимальное значение 3,5 при $d\gg d^*$ и 0,5 при $d=d_{кр}$.

7.3.2. Теоретическая зависимость скорости детонации от диаметра заряда для жидких ВВ

Для объяснения результатов, изображенных на рис. 7.7, Бауэром и др. было принято допущение о том, что при детонации жидких ВВ реакции возникают в «горячих точках» или в горячих центрах, от которых они распространяются радиально во все стороны. Математическое описание этих процессов приведено в работе [14]. В основу теории была положена геометрическая модель, согласно которой отношение D/D^* связано с долей N реакции взрывчатого превращения, способствующей распространению детонационной волны, зависимостью

$$D/D^*=N^{1/2}. \tag{7.9}$$

Время t протекания эффективной реакции в головной части детонационной волны (при установившемся давлении и постоянной температуре T) связано с радиусом «зерна» $R_з$ зависимостью $t/\tau=R/R_з$ при условии, что горение происходит с постоянной скоростью, и τ — время полного сгорания зерна в головной части детонационной волны. Окончательное догорание продуктов детонации происходит в хвостовой части детонационной волны, т. е. при $\tau>t$, но горение за пределами головной части детонационной волны не влияет на отношение D/D^*. Значения T и p за пределами головной части детонационной волны

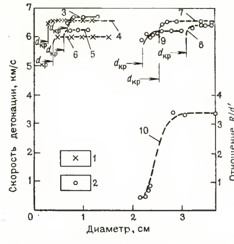


Рис. 7.7. Зависимости скорости детонации от диаметра заряда и радиуса кривизны фронта волны от диаметра заряда (справа виизу) для иекоторых жидких ВВ:

сплошиые линии — теоретические кривые; пунктириые — эксперимеитальные; *1* — взрывы зарядов в пластиковых трубках со стенками толщиной 1,5 мм; *2* — взрывы зарядов в полиэтиленовых трубках со стенками толщиной 6 мм; *3* — состав Д-13 при температуре 4,44 °С; *4* — Д-13 при 18,33 °С; *5* — нитрометаи с 2,8% ЭДА при температуре 1,67 °С; *6* — состав Д-8 при температуре 18,33 °С; *7* — нитрометаи с 20% тетрила при температуре 1,67 °С; *8* — иитрометан с 20% тротила; *9* — иитрометаи при температуре 18,33 °С; *10* — нитрометан

снижаются, поэтому скорость реакции также замедляется, в то время как в головной части она имеет постоянное значение. Для реакций, начинающихся в точках и распространяющихся радиально во все стороны, $N=(R/R_з)^3$, если не учитывать разрывов при $R=R_з$, т. е. в областях между гипотетическими сферами распространения и фактическими «ячейками реакции» в жидких ВВ, включающих области разрыва, которые реагируют в самом конце периода их горения.

Время t связано также с шириной головной части детонационной волны, т. е. с эффективной шириной зоны реакции a_0 вдоль оси ее распространения соотношениями

$$t=a_0'(D-W);$$

$$a_0'=d'^*=d^*-0{,}5. \quad (7.10)$$

Приняв $D/W=4$ (что вполне справедливо для рассматриваемых жидких ВВ, поскольку наибольшую важность представляет область, где эта аппроксимация является достаточно хорошей), получим

$$t/\tau=(D/D^*)^{2/3} \quad (7.11)$$

и

$$d'=d-0{,}5=3/4D^*\tau\,(D/D^*)^{5/2}=a_0\,(D/D^*)^{5/3}, \quad (7.12)$$

тогда

$$D/D^*=(d'/d'^*)^{3/5}=[(d-0{,}5)/(d^*-0{,}5)]^{3/5}. \quad (7.13)$$

Причем полученное уравнение, как и (7.8), непосредственно связывает зависимость $D(d)$ с экспериментальной величиной $d'^*=a_0$, что позволяет производить прямое сравнение этой зависимости с экспериментальными кривыми $D(d)$.

Для чистого нитрометана, как указывалось выше, минимальная экспериментальная величина отношения D/D^* составляла 0,96 и $(d-0{,}5)\,(d^*-0{,}5)$ поэтому должно быть несколько меньше 0,935. Точное определение величины $d^*-d_{кр}$ было невозможно, но из рис. 7.7

видно, что ее значение заключено в интервале 0,15—0,5 см (при $d_{кр}=2,15$ см). Следовательно, $(d_{кр}=0,5)/(d^*-0,5)$ было заключено между 0,92 и 0,8. Во всех других случаях, показанных на рис. 7.7, разность $d^*-d_{кр}$ была еще меньше, чем для нитрометана. Очень небольшая разница между d^* и $d_{кр}$ и небольшое снижение D/D^* от значения, равного единице, при приближении к $d_{кр}$ по существу подтверждают модель сферического распространения реакции от горячих точек, объясняющую характер кривых $D(d)$ в жидких ВВ, при отсутствии искусственно созданных поверхностей для возникновения реакций.

7.3.3. Подтверждение модели решетки «горячих точек» для жидких ВВ

Вскоре после того как был разработан описанный выше механизм развития реакций детонирующих жидких ВВ, Мак-Эвен привлек наше внимание к работе, выполненной в NOTS Мак-Эвеном и Мэллори [9] по этой же проблеме. Использованный нами метод основан на том, что плексиглас и подобные пластики остаются прозрачными при прохождении по ним волн сжатия, но теряют прозрачность под воздействием волн разрежения [9]. Это позволило им наблюдать упорядоченную структуру взаимодействующих волн, обусловленную центрами реакции, постулированными Бауэром и др. Таким образом, они смогли обнаружить, что химическая реакция при детонации жидких ВВ действительно возникает в отдельных горячих центрах, образующих упорядоченную структуру, развивается от них радиально, и наконец, сливается в конце зоны реакции, создавая систему струй. Взаимодействие и столкновение ударных волн, образующих поверхности отдельных ячеек, совпадают с местами процессов их разрывов и это приводит к появлению «струй расширения». Горячие точки, возбуждающие реакцию в следующем слое пространственной решетки, вероятно, являются центрами областей разрежения между этими струями.

Получив такое подтверждение правильности принятой модели, мы вновь проанализировали полученные несколькими годами ранее серии кадров процессов, снятых с микросекундными интервалами в нитрометане, и к своему удивлению обнаружили точно такие же изображения в следующих случаях.

1. Предсказанные «струи расширения» можно увидеть несколько ниже внешней газоразрядной плазмы, выходящей из свободной поверхности нитрометана. (На кадрах № 3—6 рис. 7.8, снятых при детонации зарядов нитрометана, эти струи видны ниже плазмы).

2. При $S_1 \sim S^*$ темные полосы «струй расширения» можно иногда наблюдать непосредственно перед переходом ударной волны в детонационную или в случаях, когда этот переход произошел не полностью.

3. Хотя «струи расширения» с поверхностей жидких ВВ должны образовываться в конце зоны реакции, создается впечатление, что они проходят сквозь ее фронт, как это видно на многих кадрах скоростной фотосъемки.

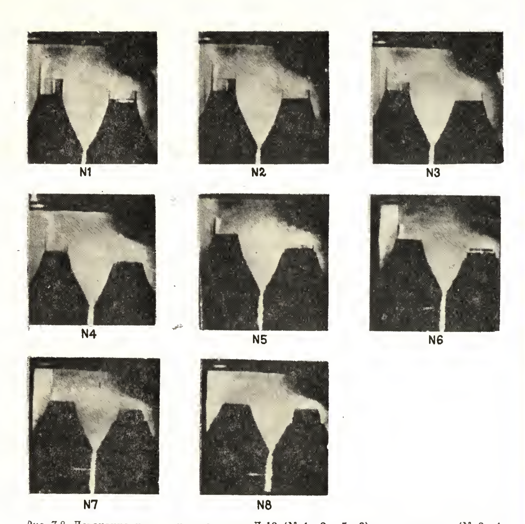


Рис. 7.8. Детонационные волны в зарядах Д-13 (№ 1—2 и 5—6) и нитрометана (№ 3—4 и 7—8). На кадрах (№ 3—4 и 7—8) видна плазма нитрометана и под ней — газовые струи

7.3.4. Влияние «струй расширения» на горячие центры реакции

Хотя «струи расширения» образуются в соответствии с моделью пространственной системы в конце зоны реакции, они, вероятно, играют также важную роль в образовании начальных центров реакции во фронте зоны реакции жидких ВВ. В самом деле, взаимодействие «струй расширения», волн сжатия и разрежения на уровне «ячеек», происходящее, как правило, в твердых и жидких ВВ, является вероятной причиной узора чередующихся светлых и темных зон в расширяющих-

ся продуктах реакции детонирующих ВВ. Например, на рис. 7.9 показано шесть кадров фотосъемки поверхности продуктов детонации заряда состава В, взорванного в аквариуме. Газовое облако подсвечено спереди вспышкой взрыва заряда ВВ. На этих снимках видны очень сложные узоры, обычно возникающие в продуктах реакции зарядов детонирующих ВВ. Видно, как газовые струи увеличиваются со временем по мере расширения газового облака и структура его поверхности изменяется от точечной до крупнозернистой.

Наиболее важное заключение в отношении влияния «струй расширения» и различия между кривыми $D(d)$ жидких и твердых ВВ состоит в том, что реакции жидких ВВ возникают в центрах ячеек, тогда как в твердых ВВ, наоборот, реакции начинаются на поверхности ячеек и распространяются к центру.

7.3.5. Неоднородности фронта детонации в жидких ВВ

А. Н. Дреминым и др. [7] в серии докладов изложена теория, согласно которой неоднородность фронта детонационной волны обусловлена чередованием слоев, в точках которых реакция еще не возникла, и слоев с максимальным развитием реакции. Темные полосы на трубках, образующие четкие сетчатые узоры, объясняются, по мнению авторов, отсутствием реакции в этих местах. Уртиев и Казубов [13] обсуждали узоры на поверхности продуктов детонации смесей нитрометана с ацетоном. Они сравнили эти узоры с рисунком налета сажи, образующимся при пульсирующих взрывах газообразных ВВ, и нашли их весьма сходными. Хотя ранее подобные явления связывались с пульсирующей или спиновой детонацией, эти авторы считают, что они характерны для высокоскоростной детонации зарядов жидких ВВ, а не для вырожденной, низкоскоростной детонации (НСД). Они даже обнаружили отчетливую решетчатую структуру, соответствующую ячейковой реакции упомянутого выше вида, при пересжатой детонации смесей нитрометана с ацетоном.

Уртиев и др. считают, что установлено сходство процессов, происходящих в газообразных взрывчатых смесях и смесях нитрометана с ацетоном и что решетчатая структура фронта волны является характерной чертой процессов детонации в этих жидких ВВ. Будет ли то же самое справедливо для других гомогенных жидких ВВ, пока не известно. Они упоминали также о намерении применить свою технику экспериментирования, основанную на фоторегистрации, к жидким ВВ, в которых, в отличие от упомянутых, возникают однородные, устойчивые и одномерные фронты детонации. Авторы убеждены, что все жидкие ВВ, в которых нет искусственно созданных внутренних поверхностей, реагируют подобным ячеистым путем.

Уотсон [16] в статье по материалам того же симпозиума пишет: «На кадрах скоростной фотосъемки и рентгено-импульсной съемки процессов взрыва нескольких значительно различающихся жидких смесей обнаруживается чередование темных волн. Было изучено влияние на них диаметра заряда, материала оболочки и начальной темпе-

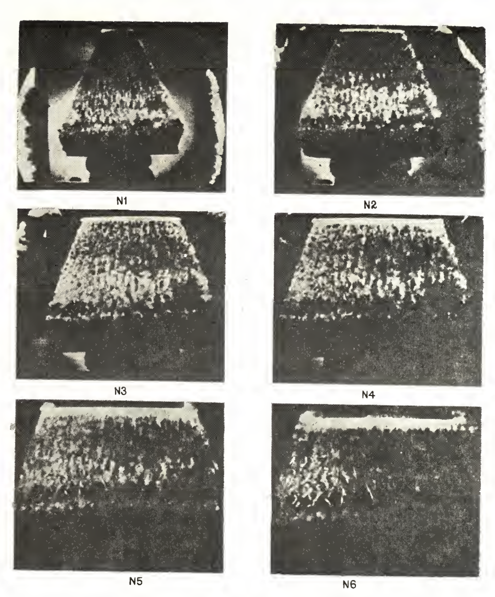


Рис. 7.9. Перистая структура поверхности продуктов детонации заряда твердого гранулированного ВВ, взорванного в аквариуме

ратуры ВВ. Результаты этих исследований привели к заключению, что подобная волновая структура, возможно, свойственна всем жидким взрывным системам. Предложенные ранее объяснения, по-видимому, были правильными в том, что явление темных волн связывалось с областями на периферии заряда, в которых отсутствовала реакция. Основное значение этих исследований состоит в том, что в них установлена связь между наблюдаемыми размерами зоны заряда ВВ, создающей темную волну, и минимально необходимой для детонации толщиной пленки, определенной независимыми экспериментами с применением специальной техники присадок, разработанной в этом центре. Эти результаты позволили заключить, что темные волны соответствуют прерыванию детонации и что если в качестве первого приближения при построении теоретической модели прерывистой детонации можно использовать простую реакционную кинетику, то даже для простейшего описания этой проблемы необходимы расчеты двухразмерных реактивных потоков».

Таким образом, хотя Уотсон, очевидно, связывает явление «темных волн» с «краевым эффектом», он считает его по меньшей мере характерным для всех жидких ВВ.

Уотсон, Рибович, Хей и Ван Дола [17] в работах, связанных с изучением низкоскоростной детонации смесей нитроглицерина с динитроэтиленгликолем, пишут об этом явлении следующее: «Экспериментальные измерения скорости звуковых и детонационных волн в различных материалах показали, что необходимое условие устойчивости детонации состоит в том, что детонационная волна должна быть дозвуковой по отношению к скорости волны в данном материале. Если это условие не выполняется, то возникает пульсирующая детонация. Было установлено, что постулированная ранее простая модель низкосортной детонации усложняется существованием упругой предшествующей волны, возникающей под воздействием инициирующей ударной волны, которая способна вызывать кавитацию жидкости. Если бы в основе низкоскоростной детонации был только кавитационный механизм, то ей всегда была бы свойственна неустойчивость, поскольку упругая предшествующая волна постоянно опережает зону реакции. Имеются некоторые доказательства существования предшествующей волны давления, связанной с зоной реакции. Для подтверждения этих положений необходимы дополнительные эксперименты, тем не менее представленные здесь эксперименты в основном поддерживают кавитационную модель низкоскоростной детонации».

Работа [14], предшествовавшая работе Дремина, по-видимому, доказывает, что в основе всех этих явлений лежит ячейковый механизм реакции жидких ВВ. Если бы жидким ВВ не был свойствен этот ячейковый механизм, то они, вероятно, вообще не были бы способны к детонации. Несомненно, что он является фундаментальным процессом низкоскоростной детонации.

Силей и др. [11] продемонстрировали кривые $D(d)$ для 1,1- и 1,2-дифторпропанов, а также 1,3- и 2,2-дифтораминпропанов, которые свидетельствуют о резком падении D/D^* при теоретическом значении $d_{кр}$. Однако они также наблюдали во всех четырех ВВ низкоскорост-

ную детонацию в дополнение к промежуточному скоростному режиму в 1,2-дифторпропане. Низкоскоростной режим детонации возникал главным образом при уменьшении диаметра заряда ниже $d_{кр}$. Как и в случае жидкого нитроглицерина и динитроэтиленгликоля, доля химической реакции, соответствовавшая низкоскоростной детонации, составляла около 6 ($\pm$3) %.

Ввиду резкого падения значения D/D^* при уменьшении диаметра заряда ниже d^*, Силей и др. заключили, что необходимо было оставить идею о том, что по изменению скорости детонации в зависимости от диаметра заряда можно определить критический диаметр, поскольку при уменьшении диаметра заряда ниже обычного $d_{кр}$ они наблюдали только возникновение низкоскоростной детонации.

7.3.6. Замедление реакций в жидких ВВ

«Пространственный катализ» — термин, предложенный автором работы [6] для объяснения специфического поведения детонации высокочувствительного жидкого нитроглицерина, динитроэтиленгликоля и смесей жидкого нитроглицерина с динитроэтиленгликолем. Жидкий нитроглицерин плотностью 1,59 г/см^3 детонировал с низкой или высокой скоростью в зависимости от величины инициирующего импульса. Низкоскоростная детонация распространялась (метастабильно) со скоростью от 1 до 2,5 км/с, а высокоскоростная детонация распространялась с постоянной скоростью 7,8 км/с [12]. Уотсон и др. наблюдали распространение низкоскоростной детонации в смеси жидкий нитроглицерин/динитроэтиленгликоль 50/50 (ρ_1=1,55 г/см^3) со скоростью от 1,88 до 2,14 км/с [18]. Высокоскоростная детонация в этом случае распространялась со скоростью 6,93 км/с. На основании уравнения (7.9) доля N химической реакции, участвующей в низкоскоростной детонации, следовательно, составляет только 6$\pm$3% для жидкого нитроглицерина и около 8,5$\pm$1,0% для несколько более высокоэнергетической низкоплотной смеси жидкий нитроглицерин/динитроэтиленгликоль 50/50.

Такое поведение этих высокочувствительных и высокоэнергетических жидких ВВ объясняется тем, что свободная поверхность слишком мала, чтобы обеспечить полную реакцию. Иными словами, коволюм при низком давлении превышает удельный объем жидкого нитроглицерина и динитроэтиленгликоля. Поэтому только в том случае, если величина инициирующего импульса будет достаточна для преодоления этого недостатка свободного пространства, они способны реагировать полностью без замедления реакции. Иначе говоря, при низкоскоростной детонации этих жидких ВВ используются все внутреннее свободное пространство и свободные поверхности жидкости вплоть до «отверстий» молекулярных размеров. После их исчерпывания реакция замедляется. Однако, как только образуется достаточное свободное пространство, происходит повторное ее инициирование и новые волны детонации распространяются в жидком ВВ. В результате в зарядах жидкого нитроглицерина и динитроэтиленгликоля наблюдалось трехкратное повторное возбуждение детонации.

Несмотря на значительно более низкую теплоту взрыва, нитрометан инициируется почти так же легко, как жидкий нитроглицерин. Причина этого состоит в том, что его плотность, равная 1,14 г/см^3, значительно ниже, и следовательно, ограниченность свободного пространства не достигает критического уровня. Однако механизм распространения детонационной волны в жидком нитроглицерине и динитроэтиленгликоле такой же, как в указанных выше жидких ВВ, т. е. фронт распространяющейся детонационной волны создает поступательно движущуюся пространственную решетку точек, в которых в результате взаимодействия волн сжатия и разрежения последовательно чередуются высокие и низкие давления, вызывающие возбуждение реакции в этих точках и ее радиальное распространение от них, т. е. противоположно направлению горения «зерен» твердых ВВ. При горении зерен твердых ВВ пламя распространяется с постоянной скоростью от наружной поверхности зерен к центру, тогда как в жидких ВВ оно распространяется с постоянной скоростью радиально от центра ячеек. Это приводит к совершенно различному виду кривых скорость — диаметр для жидких и твердых ВВ.

7.3.7. Стимулирование перехода ударной волны в детонационную в жидких ВВ посредством искусственно созданных поверхностей

Хорошо известно, что даже наиболее чувствительные жидкие ВВ после полной деаэрации и сокращения до минимума внутренних свободных поверхностей становятся сравнительно малочувствительными к начальному импульсу. Наоборот, можно преодолеть ограничительный механизм горячих точек путем создания искусственных свободных поверхностей. Яркое подтверждение этого факта представляет резкое возрастание предела чувствительности S_1^* нитрометана (при испытаниях на чувствительность к воздействию ударной волны, прошедшей через пластинку — тепловой фильтр) после введения в пассивный заряд нитрометана инертных материалов (стекла, карборунда и т. п.) в виде шариков или стерженьков.

В табл. 7.2 указаны пределы чувствительности для пассивных зарядов нитрометана, нитрометана, сенсибилизированного 2,7% EDA, гелеобразной смеси нитрометан-нитроклетчатка 90,8/9,2 и нитрометана, содержащего два слоя стеклянных шариков диаметром 6,4 мм.

В табл. 7.2 указаны также значения предела чувствительности для состава В, Д-13 и Д-10 с целью демонстрации различия значений S_1^* для литых твердых ВВ и мощных жидких ВВ (Д-13) и сравнения значений S_1^* различных жидких ВВ. Как видно, если предел чувствительности S_1^* для таких мощных и сравнительно жидких ВВ, как Д-10 и Д-13, только в 2 раза выше, чем для чистого нитрометана, а S_1^* нитрометана, сенсибилизированного EDA, превосходит S^* чистого нитрометана в 1,7 раза, то присутствие стеклянных шариков в нитрометане увеличивает S_1^* по крайней мере в 3 раза. Наиболее вероятные причины этого заключаются в том, что, во-первых, введение инертных стеклян-

ТАБЛИЦА 7.2

Сравнительные значения предела чувствительности нитрометана и состава В при испытаниях на чувствительность к воздействию ударной волны

Пассивный заряд			Активный заряд состава В	
ВВ	Площадь сечения, см²	Диаметр, см	Диаметр, см	Чувствительность, S_1^*, см
Нитрометан	7,5		3	0,72—0,79
Нитрометан/EDA 97,3/2,7	7,5		3	1,27
Нитрометан/нитроклетчатка 90,8/9,2	7,5		3	0,86
Нитрометан со стеклянными шариками	7,5		3	⩾2,3
состав В		5	5	7,3—8,7
состав В		5	3	≈4
Д-13	7,5		3	1,24—1,42
Д-13		4,7	2,5	≈1,0
Д-10	7,5		3	≈1,45

ных шариков в нитрометан в максимальной степени увеличило эффективную (внутреннюю) поверхность для начальной реакции и, во-вторых, не менее важно то, что стеклянные шарики создают наилучшие условия взаимодействия волн сжатия и разгрузки, которое при их отсутствии должно было бы осуществляться другими менее эффективными путями. Наиболее важной особенностью сенсибилизации нитрометана стеклянными шариками является расширенная зона реакции по сравнению с несенсибилизированным нитрометаном. В этом случае S_2 можно было измерить путем фиксации бокового контура взрывной волны после перехода ударной волны в детонационную. Однако даже феноменальная сенсибилизация нитрометана стеклянными шариками повышает его чувствительность S_1^* по методу возбуждения детонации через пластинку — тепловой фильтр только до **$1/2$—$1/3$ чувствительности** S_1^* литых зарядов состава В таких же размеров.

7.3.8. Сенсибилизация жидких ВВ и желатин-динамитов аэрацией

Изучение влияния аэрации на чувствительность жидких ВВ и желатин-динамитов явилось предметом большого числа исследований. Как видно из табл. 7.2, смеси нитрометана с нитроклетчаткой более чувствительны, чем, например, сам нитрометан, хотя его смесь $^{91}/_{9}$ имеет меньший энергетический потенциал, чем нитрометан, поскольку гелеобразный нитрометан содержит воздух. Аэрация взрывчатой желатины и других желатинированных ВВ сенсибилизирует их по двум направлениям: внесением (потенциально) горячих точек и понижением плотности и увеличением наличного свободного пространства, т. е. пространственным катализом.

Крупнодисперсные твердые добавки сенсибилизируют желатин-динамиты примерно в такой же степени, как стеклянные шарики нитро-

метан (см. табл. 7.2). Аэрация является менее эффективным способом сенсибилизации желатин-динамитов; его эффективность сравнима с влиянием аэрации на чувствительность желатинированного нитрометана по сравнению с сенсибилизацией стеклянными шариками.

Кемпбелл и др. [4] наносили маленькие (размером около 1 мм) пузырьки воздуха на поверхность пластинки-фильтра, прилегающую к пассивному заряду, и наблюдали воспламенение в этой точке с последующим распространением пламени с дозвуковой скоростью в течение некоторого времени до внезапного перехода ударной волны в детонационную.

7.3.9. Скачок теплового импульса через фронт ударной волны или «сверхскоростная детонация»?

Работа Кемпбелла и др. [4], хотя и ясно показывает важное значение горячих точек, вызывает сомнения в отношении объяснения механизма переходов ГД и УД в жидких ВВ. «Скачок теплового импульса», интерпретированный автором как возникающая с задержкой ионизационная волна, был интерпретирован ими (и Чейкеном) как «сверхскоростная» детонационная волна, создаваемая пластинкой — тепловым фильтром в сжатой ударной волной среде. По результатам их измерений скорость сверхскоростной волны в различных жидких ВВ составляет от 10 до 12 км/с. Однако концепция сверхдетонации представляется ошибочной по следующим причинам.

1. Измеренное давление в сверхдетонационной волне было только на $^1/_3$ больше давления в обычной детонационной волне. Однако в детонационной волне, распространяющейся в сжатой среде со скоростью 10—12 км/с, давление должно быть примерно в 4 раза выше, чем в обычной детонационной волне. В низком фактическом давлении в этих волнах можно убедиться по фотоснимкам Кемпбелла и др., показывающим, что их преддетонационное поперечное расширение происходило значительно медленнее, чем при обычной детонации. Скачок теплового импульса не является сверхскоростной детонацией, поскольку детонационная волна возникает в плоскости перехода УД на расстоянии S_2 от торца пассивного заряда жидкого ВВ. Это можно увидеть на кадрах скоростной фотосъемки [6].

2. В одном случае в нитрометане наблюдалась сверхскоростная волна, распространявшаяся со скоростью 11,03 км/с, тогда как скорость обычной детонационной волны составляет 6,26 км/с. Инициирующая ударная волна имела скорость 4,50 км/с и массовая скорость составляла 1,307 км/с. В соответствии с гидродинамической теорией верхний предел плотности в области сжатия сверхскоростной волной составлял 1,5 г/см^3 при условии отсутствия разложения за фронтом инициирующей волны. При скорости сверхскоростной волны 9,7 и 11,03 км/с в среде, движущейся со скоростью 1,3 км/с, плотность должна быть не менее 2,1 г/см^3. В среде, сжатой до минимально возможной плотности, скорость распространения идеальной детонационной волны не может

быть выше 7,8 км/с относительно движущейся среды или выше 9,1 км/с относительно неподвижного наблюдателя.

3. Концентрация энергии ρQ нитрометана слишком мала, чтобы обеспечить скорость волны 9,7 км/с даже при возбуждении ее через пластинку — тепловой фильтр.

4. Яркость свечения сверхскоростной волны намного ниже по сравнению с обычной детонационной волной, хотя яркость свечения должна возрастать с повышением скорости детонационной волны.

7.4. МЕХАНИЗМ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ВВВ И ПВВС

На рис. 7.10 показаны кривые чувствительности тротилсодержащих ВВВ, свидетельствующие о том, что чувствительность этих смесей на крупнодисперсном тротиле имеет такой же характер, как у нитрометана со стеклянными шариками диаметром 6,4 мм. Этот факт подтверждает важность описанного выше детального изучения механизма химических реакций при детонации жидких ВВ. Другим ярким свидетельством сенсибилизации ВВВ крупнодисперсными твердыми инертными гранулами (диаметром 6,4 мм) явился случайный взрыв в Алабаме, произошедший в дробилке SWECO при измельчении компонентов ВВВ. В дробилке измельчался перхлорат аммония до ультратонкого состояния с использованием предположительно инертной жидкости в качестве разбавителя. Результаты измерений чувствительности методом набора прокладок показали примерно нулевую опасность. Однако дробящие тела представляли собой округлые карборундовые окатыши размером 6,4×9,5 мм, т. е. почти оптимального размера для максимальной сенсибилизации в соответствии с моделью сенсибилизации крупнодисперсными гранулами, поэтому смесь в какой-то момент воспламенялась и сдетонировала с опустошительными последствиями.

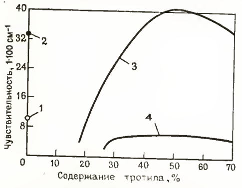


Рис. 7.10. Зависимость чувствительиости тротилсодержащих ВВВ с тоико- и крупиодисперсиым тротилом и смесей АС—ДТ иа мелко- и крупиодисперсиой АС от содержаиия тротила:

1 — АС — ДТ на крупной гранулнрованной АС; *2* — АС — ДТ на тонконзмельченной (0,2 мм) АС; *3* — ВВВ на крупном гранулнрованном (1,7—4,6 мм) тротнле; *4* — ВВВ с мелкоднсперсным (0,21 мм) тротнлом

Это водосодержащее ВВ (если считать перхлорат аммония детонирующим ВВ) подобно нитрометану, сенсибилизированному стеклянными шариками диаметром 6,4 мм, очевидно, реагировало по ячейковому механизму под воздействием пространственной решетки горячих поверхностей, которыми являлись поверхности дробящих тел (карборундовых окатышей). Поэтому реакция возбуждалась значительно легче (как в случае ВВВ с тро-

тилом крупностью 4,6—1,6 мм), чем без дробящих тел в соответствующем сларри с ультратонким перхлоратом аммония.

При сенсибилизации высокоплотных жидкостей (например, водных растворов АС) крупнодисперсным (4,6—1,6 мм) тротилом поверхностное горение его гранул (отсутствующее, конечно, при сенсибилизации жидких ВВ стеклянными шариками) создает дополнительную сенсибилизацию, что в итоге приводит к шестикратному повышению чувствительности этих смесей по сравнению с чувствительностью ВВВ с тротилом крупностью 0,21 мм. В то время как поверхностное горение является преобладающим фактором в сухих гранулированных детонирующих ВВ, охлаждающее действие испаряющейся воды в ВВВ намного слабее при крупнодисперсном, чем при мелкодисперсном тротиле. В 1957 г., когда были созданы тротилсодержащие ВВВ, специфический эффект влияния размера его частиц на чувствительность связывали исключительно с балансом поверхностного горения и охлаждающего действия воды, поскольку влияние твердых инертных частиц не было известно. Более поздние исследования показали, однако, что последняя причина оказывает преобладающее воздействие на чувствительность ВВВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Albert A. A. and R. W. Lawrence, U. S. Patents 3,390,031 and 032, June, 1968.
2. Alexander A. E. and P. Johnson, *Colloid Science,* Oxford at the Clarendon Press (1949).
3. Bauer A., M. A. Cook, R. T. Keyes, and L. A. Rogers, Status Report No. 25, AF 49(638), 1061, File 11-17-W, October to December 1960.
4. Campbell A. W., W. C. Davis, and J. B. Travis, *Phys. of Fluids 4,* 498, 1962.
5. Chaiken R. F. *J. Chem. Phys. 33,* 370, 1960.
6. Cook M. A. *The Science of High Explosives,* ACS Monograph No. 139, Reinhold Publishing Company, 1958 (currently published by Robert E. Krieger Publishing Company, Huntington, New York, 11743).
7. Dremin A. N. and V. S. Tromfinov, Tenth Symp. (Int'l) on Combustion, Combustion Institute, Pittsburgh, 1935, p. 839.
8. Ferguson J. D. and R. B. Hopler, U. S. Patent 3,288,658, Nov. 29, 1966.
9. Mallory H. D. and W. S. McEwan, *J. Appl. Phys. 32,* 2421, 1961.
10. Mortensen K. S. and L. L. Udy, U. S. Patent 3,617,401, November 1971.
11. Seely L. B., et al., Fifth Symposium on Detonation, August 18-21, 1970, Pasadena, p. 89.
12. Taylor J. *Detonation in Condensed Explosives,* Oxford at the Clarendon Press (1952).
13. Urtiew P. A. and K. S. Kusubov, Fifth Symposium on Detonation, August 18-21, 1970, Pasadena, p. 83.
14. Vance R. W., *Cryogenic Technology,* John Wiley & Co., N. Y. (1963), Chapter 13.
15. Weiser H. B., *Colloid Chemistry,* John Wiley & Co., N. Y., 2nd Ed. (1949), p. 332.
16. Watson R. W., Fifth Symposium on Detonation, August 18-21, 1970, Pasadena, p. 169.
17. Watson R. W., J. Ribovich, J. E. Hay, and R. M. Van Dolah, Fifth Symposium on Detonation, August 18-21, 1970, Pasadena, p. 81.
18. Watson R. W., C. R. Summers, F. G. Gibson, and R. M. Van Dolah, Fourth Symposium on Detonation, pp. A121-125.

8. УДАР СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ И ПРОБИВНОЕ ДЕЙСТВИЕ

8.1. ИЗУЧЕНИЕ ПРОНИКАНИЯ КУМУЛЯТИВНОЙ СТРУИ В ПРОЗРАЧНЫЙ МАТЕРИАЛ С ПОМОЩЬЮ СКОРОСТНОЙ ФОТОСЪЕМКИ

8.1.1. Плексиглас как материал для модельных исследований

Плексиглас является удобным материалом для изучения характеристик кумулятивной струи и закономерностей ее пробивного действия. Он сохраняет прозрачность при прохождении волн сжатия и становится непрозрачным под воздействием волн разрежения и высоких растягивающих напряжений. Кроме того, раздробленный материал легко спрессовывается в монолит. Применение скоростной фотосъемки с частотой 1 миллион кадров в секунду и плексигласа позволяет визуально наблюдать и анализировать волны сжатия и разрежения. Это наглядно иллюстрирует рис. 2.11, на котором показаны фотоснимки распространяющихся в плексигласе серии волн сжатия (прозрачные участки) и разрежения (темные участки).

8.1.2. Пробивание плексигласа стальными струями

На рис. 8.1 приведены кадры, снятые с микросекундной частотой и демонстрирующие пробивание блока плексигласа толщиной 100 мм кумулятивной струей при взрыве заряда со стальной облицовкой кумулятивной выемки. Плексигласовый блок подсвечивался сзади вспышкой световой бомбы (взрыв заряда состава В), светящаяся полость которой заполнена воздухом. На кадре № 1 показано положение кумулятивной струи спустя 1 мкс после входа в блок. На снимках отчетливо видны темная область, представляющая собой расширяющуюся полость, возможно, несколько преувеличенную за счет потемнения плексигласа под влиянием растягивающих напряжений, ударные волны и асимметрия струи, свидетельствующая о ее значительной неравномерности или, иначе, об образовании сгустков частиц струи. Заметно также уменьшение отношения скорости ударной волны к скорости расширения полости, свидетельствующее о снижении скорости проникания по мере «поглощения» головной части струи. Начиная с кадра № 8, появляется округлая область потемнения, представляющая собой волну разрежения, образовавшуюся после отражения ударной волны от верхней свободной поверхности блока. Вначале волна разрежения едва заметна, но на кадре № 12 она охватывает уже обширную область. Интересно отметить, что первоначальная волна сжатия сменяется волной разрежения, за которой следует опять волна сжатия, смыкающая

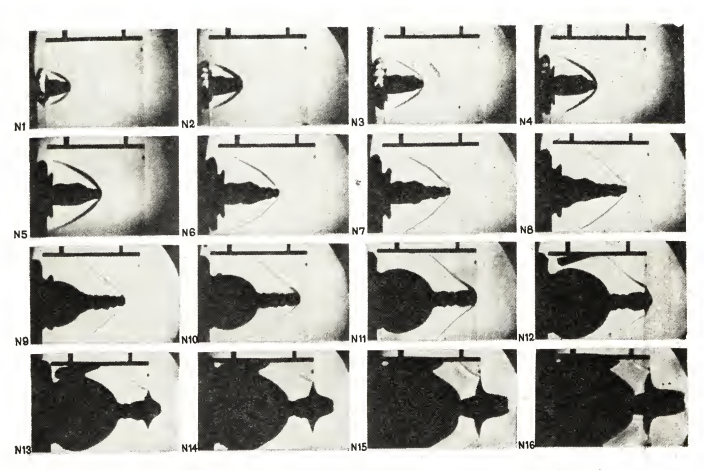


Рис. 8.1. Последовательность пробивания плексигласового блока кумулятивной струей

трещины в плексигласе. Отметим также, что в углах блока возникают только сжимающие напряжения и отсутствуют какие-либо растягивающие в течение сравнительно большого периода времени с момента подхода ударной волны к углам блока (кадр № 7).

На кадре № 12 видно, что струя вышла из плексигласа. В этот момент возникает и распространяется в глубину блока характерная волна разрежения и вылетают осколки плексигласа в виде быстро расширяющегося пучка (видно, что пробивание плексигласа сопровождается волной разгрузки). Представляет также интерес легкое облако плазмы, которое впервые становится заметным у вершины струи на кадре № 14 и интенсивность которого возрастает на последующих кадрах.

8.2. СКОРОСТЬ ПРОНИКАНИЯ КУМУЛЯТИВНОЙ СТРУИ И РАСШИРЕНИЯ «ВОРОНКИ» В МЕТАЛЛАХ И ПРОЗРАЧНЫХ ЖИДКОСТЯХ

Гидродинамическая теория проникания кумулятивной струи Пека [28], Хилла [22], Биркхоффа [6], Пага [29], Эйхельбергера [18], Кристмана [9] и их сотрудников была модифицирована Куком [10], причем достигнута высокая корреляция между теоретическими и экспериментальными данными во многих важных аспектах этой проблемы. Здесь она изложена с учетом поперечного и конечного расширения преграды.

Скорость струи V и скорость проникания ее в преграду связаны уравнением

$$^1/_2\lambda\rho_c(V-U)^2 = {^1/_2}\,\rho_п U^2 + \sigma, \tag{8.1}$$

в котором правый и первый члены в левой части уравнения определяют динамическое давление Бернулли; λ — изменяется от 1 для сплошных жидких струй при невысокой скорости их частиц до 2 при очень высокой скорости частиц струй; σ — динамический предел прочности материала природы, с и п — индексы, обозначающие соответственно струю и преграду. Приращение импульса δI, создающее приращение проникновения δL за время δt, определяется по уравнению

$$\delta I = {^1/_2}\lambda\rho_c(V-U)^2 A_0\delta t = pA_0\delta t, \tag{8.2}$$

где p — эффективное давление удара; A_0 — площадь поперечного сечения элемента струи; pA_0 — сила удара.

При сравнительно тонкой преграде растекание будет полностью поперечным, поскольку можно пренебречь разбрызгиванием и испарением, что достаточно справедливо даже при значительной толщине преграды. Пусть эффективная площадь сечения, противодействующая струе после прекращения инерционного растекания, равна A'. Тогда $A'\sigma' = pA_0$, где σ' — предел статической прочности материала преграды. Однако из предыдущих уравнений следует, что $A(p_п+\sigma) = A_0 p$, где $p_п = {^1/_2}\rho_п U^2$. Если давление инерционного потока $^1/_2\rho_п U_п$ велико по сравнению с пределом прочности материала преграды σ, то

$$\delta I = {^1/_2}\lambda\rho_c(V_0-U_0)^2 A_0\delta t = {^1/_2}\rho_п U_п^2 A\delta t, \tag{8.3}$$

в котором индекс 0 обозначает элементы струи и преграды в момент удара; $U_п$ — скорость (поперечного) растекания материала преграды в момент времени t. При этом предполагается сохранение «динамического давления». Если величиной σ нельзя пренебречь, то выражение (8.3) будет иметь вид

$$\delta I = {}^1/_2\lambda\rho_п (V_0 - U_0)^2 A_0\delta t = ({}^1/_2\rho_п U_п^2 + \sigma) A\delta t. \tag{8.3а}$$

Сходное уравнение вывел Опик [27], чью работу повторил в расширенном виде Ростокер [31] применительно к воронкообразованию при ударе метеоритов. Общая площадь поперечного сечения отверстия A' после прекращения инерционного растекания материала преграды ($U_п = 0$), таким образом, составит

$$A' = {}^1/_2\lambda\rho_п (V_0 - U_0)^2 A_0/\sigma', \tag{8.4а}$$

где знак «прим» определяет конечные статические условия. Поэтому отношение конечного диаметра отверстия d' к диаметру струи d_0 выразится в виде

$$d' d_0 = (V_0 - U_0)(\lambda\rho_c/2\sigma')^{1/2}. \tag{8.4б}$$

При условии, что ${}^1/_2\lambda\rho_c(V_0 - U_0)^2$ велико по сравнению с σ, можно исключить в этом выражении U_0 с помощью уравнения (8.1), что дает

$$d'/d_0 = \rho_п^{1/2} (\lambda\rho_c)^{1/2} V_0/(2\sigma')^{1/2} (\rho_c^{1/2} + \rho_п^{1/2}). \tag{8.4}$$

С другой стороны, d'/d_0 можно определить следующим путем.

В начальный период проникания струи в преграду, когда не происходит существенного изменения скорости соударения струи, уравнение (8.3а) можно проинтегрировать с учетом динамики воронкообразования. Обозначив через r радиус воронки в момент t и через U_0 — (фактически постоянную) скорость проникания струи, уравнение (8.3а) можно записать в виде

$${}^1/_2\lambda\rho_c (V_0 - U_0)^2 A_0\delta t = ({}^1/_2\rho_п U^2 + \sigma) A_0\delta t = [{}^1/_2\rho_п (dr/dt)^2 + \sigma] A\delta t. \tag{8.5}$$

Принимая для непрерывной струи $\lambda = 1$ и пренебрегая в первом приближении влиянием прочности (которая, конечно, равна нулю для жидкостей и даже для твердых материалов, вероятно, мала по сравнению с давлением Бернулли, пока площадь поперечного сечения A близка к конечной площади сечения A') и учитывая, что $A_0/A = (r_0/r)^2$, из уравнения (8.5) получим следующее соотношение:

$${}^1/_2\rho_п \left(\frac{dL}{dt}\right)^2 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 = {}^1/_2\rho_п \left(\frac{dr}{dt}\right)^2,$$

в котором L — глубина проникания; r — радиус пробоины; r_0 — радиус струи. Проинтегрировав его, получим соотношение

$$r^2 = 2r_0L + r_0, \tag{8.6}$$

представляющее собой уравнение параболы с действительными корнями, соответствующими только положительным значениям r и r_0.

В табл. 8.1 приведены значения d' по результатам измерений Бертлетта и др. [3] в преградах из пяти различных металлов с использованием кумулятивных зарядов трех видов ВВ, значительно

ТАБЛИЦА 8.1

Расчетные и измеренные значения диаметров отверстий при различных сочетаниях металлов облицовки и преграды

Металл облицовки (струи)	Металл преграды	σ', $1\cdot10^{-10}$ Па	ВВ кумулятивного заряда											
			Тетрил (ρ_1=0,95 г/см³)				Литой тротил				Состав В			
			V_0, км/с	d_0, мм	d' расч.	d' эксп.	V_0, км/с	d_0, мм	d'_1 расч.	d'_0 эксп.	V_0, км/с	d_0, мм	d' расч.	d'_1 эксп.
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Сталь (28,9 г)	Сталь	5,0	5,1	1,86	(13)	13	7	1,85	(18)	18	8,5	1,87	(22)	22
	Медь	2,3			20	21			27	27			34	32
	Алюминий	1,05			21	17			29	29			35	32
	Цинк	4,2			13	17			18				22	28
	Свинец	0,14			85	55			119	68			144	76
Медь (32,9 г)	Медь		5,0	0,99	(11)	11	8	0,93	(16)	16	8,6	1,61	(31)	31
	Сталь				7	9			11	15			20	20
	Алюминий				15	15			32	33			22	45
	Цинк				7	12			10				19	29
	Свинец				47	52			67	68			128	73
Алюминий (10 г)	Алюминий			5,4	(21)	21	8,8	1,78	(28)	28	9,8	1,88	(33)	33
	Сталь				10	13			13	25			15	39
	Медь				19	21			25	29			29	27
	Цинк				10	22			13				15	41
	Свинец				77	62			101	83			119	103

Примечание.
Величины, указанные в скобках, использованы для определения d_0

отличающихся друг от друга детонационным давлением (0,7; 1,6 и $2,3 \cdot 10^{10}$ Па), и с облицовками из различных материалов, а для сравнения указаны расчетные значения.

В работе [3] использовались значения статического предела прочности σ' и принимались такие значения d_0, чтобы расчетные d' равнялись экспериментальным d' при одинаковом металле струи и преграды. За исключением явного расхождения d_0 для медной струи от заряда литого протила и d_0 для медной струи от заряда состава В, обусловленного погрешностями при их определении, следует отметить близкое соответствие расчетных значений d' с экспериментальными d' и значений d_0 с наблюдаемыми при фотографировании соответствующих струй в вакууме. Имеющиеся, однако, некоторые заметные расхождения между расчетными и экспериментальными данными можно довольно легко объяснить. Наибольшие расхождения, обнаруживающиеся для свинцовых преград, без сомнения обусловлены значительным испарением свинца при очень высоких скоростях удара, поэтому d' расчетные значительно выше экспериментальных, особенно при более высоких скоростях струи. Расхождения между расчетными и экспериментальными данными в случае цинкового сплава (Zn/Al 96/4) имеют противоположную направленность, по-видимому, вследствие использования завышенных значений (эффективного) предела прочности на сжатие σ'. Этой же причиной могут объясняться некоторые расхождения для меди и алюминия.

8.2.1. Скорости проникания и радиального расширения в прозрачных жидкостях

Проникание кумулятивных струй в прозрачные жидкости изучалось Бертлеттом и др. [4] с помощью скоростной фотосъемки в проходящем свете, создаваемом взрывом заряда детонирующего ВВ. Преимущество жидких преград состоит в том, что их предел прочности σ равен нулю, что позволяет использовать уравнение (8.6). На рис. 8.2 показано расположение преграды, источника света и заряда. Были исследованы следующие прозрачные жидкости (в порядке возрастания плотности): газолин, вода, хлороформ, четыреххлористый углерод, хлористый цинк, $CCl_4/C_2Br_4H_2$ 50/50 и четырехбромистый ацетилен. Применявшиеся заряды (рис. 8.3) имели одинаковую форму, размеры и облицовку (конусы из стали М9 — Al), но состояли из различных ВВ (тетрила, тротила и состава В), причем начальная скорость кумулятивных струй составляла соответственно 5,1; 7,0 и 8,5 км/с (как в табл. 8.1). Полученные Бертлеттом и др. количественные зависимости показаны на рис. 8.4. Экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются с теоретическими зависимостями для газолина, воды и CCl_4 (независимо от скорости струи), но, как видно из рис. 8.4, *в*, при увеличении плотности жидкости выше ее значения для CCl_4 (1,59 г/см^3) или скорости струи (или того и другого вместе) экспериментальные значения отношения радиуса воронки к ее глубине все более отклоняются от теоретической зависимости.

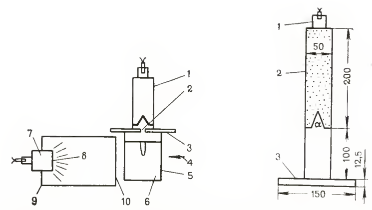


Рис. 8.2. Схема расположения кумулятивного заряда, преграды и источника света при фотосъемке проникания кумулятивной струи в прозрачную преграду:

1 — кумулятивный заряд ВВ; *2* — отверстие диаметром 12,7 мм; *3* — диафрагма; *4* — направление фотосъемки; *5* — стеклянный аквариум; *6* — жидкая преграда; *7* — световая бомба диаметром 100 мм; *8* — ВВ — состав В; *9* — картонная труба диаметром 180 мм; *10* — рассеивающий экран из полиэтиленовой пленки

Рис. 8.3. Схема расположения кумулятивных зарядов относительно преграды при определении диаметра пробиваемых отверстий:

1 — шашка ПД (d=25 мм; l=25 мм); *2* — кумулятивный заряд (d=50 мм, l=200 мм, α=44°); *3* — преграда (d=150 мм, Δ=12,5 мм)

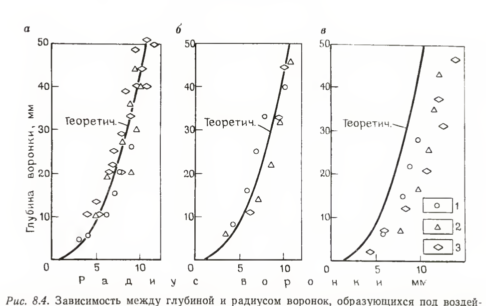


Рис. 8.4. Зависимость между глубиной и радиусом воронок, образующихся под воздействием ударов струй взрыва кумулятивных зарядов со стальной облицовкой в виде конуса с углом 44°:

а — в воде; *б* — в четыреххлористом углероде (ρ=1,59 г/см³); *в* — в четырехбромистом ацетилене (ρ=2,96 г/см³); *1* — 5,1 км/с; *2* — 7,0 км/с; *3* — 8,5 км/с



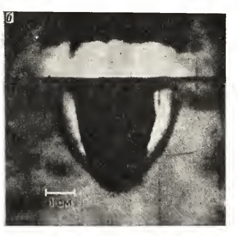


Рис. 8.5. Проникание идентичных стальных струй с начальными скоростями 8,5 км/с: *а* — в воду; *б* — в четырехбромистый ацетилен ($\rho=2{,}96$ г/см³)

На рис. 8.5 показано по одному кадру из двух серий фотоснимков, зафиксировавших проникающие струи и контуры ударных волн в воде и четырехбромистом ацетилене спустя 8 мкс после удара стальных струй с начальными скоростями 8,5 км/с. Они иллюстрируют максимальные различия отношений V/U или радиального расширения к глубине проникания, наблюдавшихся Бертлеттом и др.

Градиент скорости струи, вероятно, является наиболее важным фактором, определяющим отношение V/U. Кроме того, значение этого фактора должно возрастать с повышением плотности преграды, поскольку расход струи при проникании на одинаковую глубину в высокоплотной жидкости больше, чем в низкоплотной. Однако при изучении Бертлеттом и др. проникания струи на 50 мм в низкоплотных жидкостях поглощалась относительно малая часть струи, так что ее скорость оставалась примерно постоянной. Этого не происходило в высокоплотных жидкостях. В экспериментах предыдущей части этот эффект не обнаруживался, поскольку толщина преграды была слишком мала ($0{,}95\pm0{,}01$ мм). На проникание в воде на 50 мм расходовалось только 18 мм стальной струи, но на проникание на 50 мм в $C_2Br_4H_2$ расходовался 31 мм струи.

8.3. ВОРОНКООБРАЗОВАНИЕ В ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛАХ ПРИ УДАРЕ

Для определения объема воронки V автором выведена следующая формула:

$$V = \frac{\rho_c^{1/2}\,\rho_п^{1/2}}{\left(\rho_c^{1/2}+\rho_п^{1/2}\right)^2}\,\frac{mU^2}{2\sigma}, \qquad (8.7)$$

где U — скорость проникания, равная скорости ударяющего тела. Это выражение широко и успешно использовалось в работе [10].

Аллен и др. [1] изучали пробивание песка стержнями. Калп и Хупер [14] исследовали воронкообразование в песке при ударе пуль из ружья Бенжамина 22-го калибра (5,6 мм). Широкие исследования образования воронок в песке выполнены также Куком и Мортенсеном [12]. Скорость звука в песке низка (около 100 м/с), и для образования воронки достаточно удара тела с относительно низкой скоростью. Данные о результатах низкоскоростных ударов при этих исследованиях были получены путем сбрасывания стальных и свинцовых шариков с различной высоты (до 7 м) в деревянные ящики, наполненные песком или другим испытуемым материалом. Для изучения высокоскоростного удара в песок нормально к его поверхности выстреливали свинцовые пули из ружья 22-го калибра. Для подтверждения результатов Калпа и Хупера [14] использовали винтовку Ремингтона 22-го калибра с удлиненными и короткими патронами, а для достижения максимальной скорости удара (до 1 км/с) использовали винтовку 30-го калибра (7,7 мм) с патронами ручного заряжания. Поскольку воронки в низкопрочных материалах нестабильны и подвержены засыпанию, для регистрации результатов применяли высокоскоростную фотографию. Это позволяло точно измерять не только скорости ударяющих тел, но и скорости проникания.

Поскольку формула (8.7) была выведена на основе общих принципов, она должна быть применима не только к воронкообразованию в гомогенных твердых материалах, но и в зернистых, подобных песку. В общем случае закон разрушения материалов Кулона определяется формулой

$$S = c + p \operatorname{tg} \varphi, \tag{8.8}$$

где S — предел прочности на сдвиг; c — энергия связи; φ — угол внутреннего трения. Чтобы перейти от S к σ, можно воспользоваться уравнением теории упругости Буссинеска, из которого следует, что $S=\sigma/\pi$. Для материалов с высокой энергией связи, подобных металлам, последний член в правой части уравнения (8.8) выпадает, но в зернистых материалах c мало и при определенных давлениях $c \ll p \operatorname{tg} \varphi$. Последний случай справедлив для песка. Следовательно, для песка уравнение (8.7) принимает вид

$$T/V = 4\pi (c + \bar{p} \operatorname{tg} \varphi) = 4\pi \bar{p} \operatorname{tg} \varphi, \tag{8.9}$$

где T — кинетическая энергия удара и T/V — удельная (на единицу объема воронки) кинетическая энергия, Па; $\bar{p}$ — среднее статическое давление в песке в пределах воронки перед ударом.

В работе [12] были получены два рода экспериментальных данных, во-первых, о форме воронок, позволяющие оценить справедливость уравнения (8.9), и, во-вторых, о величине T/V в зависимости от U/c, где U — (изменявшаяся) скорость ударяющего тела и c — скорость звука в песке.

8.3.1. Форма воронок в песке

Нормальное напряжение в горизонтальной плоскости на глубине x в зернистом материале, т. е. гидростатические давления равны $\rho g x$. Поэтому на основе гидродинамической модели и при условии радиального растекания материала преграды можно написать, что

$$d(V4\pi\rho g x \operatorname{tg}\varphi) = mUdU. \tag{8.10}$$

Чтобы проинтегрировать это дифференциальное уравнение, необходимо выразить x через V, т. е. учесть динамику воронкообразования. Например, для цилиндрической полости $x = V/A_0$, где A_0 — постоянная поперечная площадь сечения полости. В этом случае, проинтегрировав (8.10), получим

$$T/V = B + CV. \tag{8.10а}$$

Для сферической воронки

$$T/V = B + DV^{1/3}; \tag{8.10б}$$

для параболической воронки

$$T/V = B + EV^{1/2}. \tag{8.10в}$$

Для воронки, описываемой уравнением $y^n = ax$ (если начало координат поместить на дне воронки, а оси x и y поменять местами), получим

$$T/V = B + FV^{n/(n+2)}. \tag{8.10г}$$

Можно определить постоянные B, C, D, E и F во всех этих уравнениях, но в этом нет необходимости, поскольку они влияют только на размеры, но не на форму воронок.

На рис. 8.6 показаны фотоснимки образования воронок в песке и воде. Обнаруженные особенности поведения мелкого песка подтвердили необходимость применения для их изучения скоростной фотографии. Спустя 28 мс после начального удара воронка по существу полностью сформировалась, что позволяло определить показатель степени в уравнении воронки. Однако позднее она была засыпана упавшими обратно частицами и выброшенной при ударе струей песка. Образование этой струи объясняет механизм многих лунных кратеров. В крупнозернистом песке этого не происходило и на кадре № 4 (рис. 8.6, б) показана конечная (стабильная) воронка. На основании тщательного изучения подобных фотокадров было установлено, что показатель степени в уравнении воронки (для песка) был 4.

8.3.2. Зависимость отношения T/V от приведенной скорости U/C ударяющего тела

Согласно Калпу и Хуперу, отношение T/V связано с величиной U зависимостью

$$T/V = X + YU^d, \tag{8.11}$$

где X и Y — постоянные; $d = 2$ при низких скоростях удара и $d = 1$ при высоких U. Однако автором и Мортенсеном [12] было установлено,

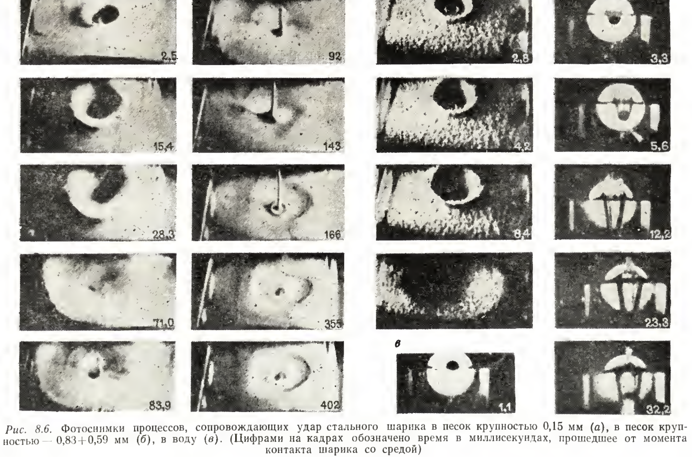


Рис. 8.6. Фотоснимки процессов, сопровождающих удар стального шарика в песок крупностью 0,15 мм (*а*), в песок крупностью — 0,83+0,59 мм (*б*), в воду (*в*). (Цифрами на кадрах обозначено время в миллисекундах, прошедшее от момента контакта шарика со средой)

как уже указывалось выше, что величина X пренебрежимо мала по сравнению с YU^d. Кроме того, было установлено, что показатель степени d оставался постоянным в широком диапазоне изученных значений U/C с учетом отношения W/A, где W — масса ударяющего тела и A — его эффективная площадь поперечного сечения в плоскости, перпендикулярной к направлению удара. Следовательно, для песка справедливо уравнение

$$T/V=(W/A)\,G(\bar{r})\,(U/C)^d, \tag{8.12}$$

где $G(\bar{r})$ — постоянная при данной крупности песка, изменяющаяся при изменении размера его частиц. На основании большого числа экспериментальных данных величина d принята равной 0,8. На основании гидродинамической теории n и d связаны соотношением

$$n=d/(1-d). \tag{8.13}$$

Оправданием замены, сделанной Калпом и Хупером величины Y в уравнении (8.11) величиной $(W/A)\,G(\bar{r})$, служили два факта, неизвестные до нашей работы. Во-первых, было установлено экспериментально, что d может сохранять постоянное значение вследствие того, что воронкообразование определяется величиной общего импульса и, следовательно, основным фактором является давление удара. Множитель W/A является просто нормирующим коэффициентом, автоматически учитывающим различие формы ударяющих тел. Во-вторых, путем использования песка точно определенной крупности было впервые установлено, что для преград из сыпучих материалов крупность частиц имеет важное значение.

На рис. 8.7 приведены зависимости $\log\,(T/V)A/W$ от $\log\,U/C$, построенные по нашим данным и по экспериментальным данным Калпа и Хупера. Влияние крупности частиц, очевидное по нашим данным, не было замечено Калпом и Хупером. Однако из рис. 8.7 видно, что их высокоскоростные эксперименты проведены в песке крупностью 0,15 мм, а низкоскоростные данные получены при экспериментах с крупнозернистым песком.

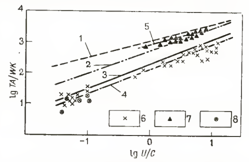


Рис. 8.7. Логарифмические зависимости параметров воронкообразования от приведенной скорости ударяющего тела при крупности песка 0,054 мм (*1*); 0,25—0,15 мм (*2*); 0,59—0,29 мм (*3*); 1,17—0,83 мм (*4*): *5* — зависимость Калпа и Хупера; *6* — фактические данные для всех ударяющих тел и для песка крупностью 1,17—0,83 мм; *7* — данные Калпа и Хупера для высоких скоростей удара U; *8* — данные Калпа и Хупера для низких скоростей удара U

Влияние размера частиц песка можно выразить соотношением

$$G(\bar{r})=H\bar{r}^m, \tag{8.14}$$

где $\bar{r}$ — средний радиус частиц песка; H — постоянная.

Можно сравнительно просто объяснить это соотношение на

основе теории прочности, однако дать количественное объяснение несколько сложнее. Число точек контакта между частицами в единице объема связано с их крупностью зависимостью $\bar{r}^{-1}$. Число таких точек трения на единицу площади поверхности, таким образом, пропорционально $\bar{r}^{-2/3}$. Кроме того, эффективная площадь контакта каждой точки должна возрастать с увеличением радиуса кривизны поверхности контакта. Следовательно,

$$(G/H)\,\bar{r}^{-2/3}\,\Sigma(\bar{r}) = \bar{r}^{m} = \bar{r}^{-2/3}\bar{r}^{-q}, \tag{8.15}$$

где $G(\bar{r})$ — постоянная при данной крупности песка, изменяющаяся
Данные Кука и Мортенсена показали, что $m = -0{,}4 \pm 0{,}05$. Отсюда q в выражении (8.15) составляет около $-1/4$. Эта величина казалась подходящей и влияние размера частиц в уравнении (8.12) объяснялась, следовательно, изменением числа точек контакта между частицами песка и эффективной площади контакта частиц с изменением размеров частиц. С учетом этого воронкообразование в песке по данным работы [12] описывается уравнением

$$T/V = 9{,}8 \cdot 10^{4}\,(\bar{r}_0/\bar{r})^{0,4}\,(U/C)^{0,8}.$$

Оно нормировано для песка крупностью 1,17—0,83 мм, в котором $\bar{r} = \bar{r}_0$.

8.4. ИСПАРЕНИЕ ПРИ УДАРЕ СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ ПО МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРЕГРАДЕ

Механизм сверхзвукового удара имеет важное значение с учетом возможности таких ударов по космическим кораблям, спутникам в космическом пространстве, где (относительные) скорости при ударе могут достигать 80 км/с. Эти скорости значительно превышают те, которые вызывают пластические деформации металлов, и намного выше расчетных предельных скоростей при взрывных нагрузках. (См. «The science of High Explosives»). Бертлетт и др. [4] также проверяли эти расчеты и, использовав кумулятивные заряды, получали струи с начальной скоростью от 5,0 до 8,5 км/с и отдельные шарики металла — со скоростью от 2,7 до 8,6 км/с (рис. 8.8). При этих исследованиях использовались электрические датчики, фотосъемка с микросекундной частотой и рентгеновский анализ собранного конденсата испарившегося металла. Кумулятивные заряды ($d = 51$ мм, $l = 200$ мм) изготовляли из тех же самых ВВ, что и раньше, — тетрила, литого тротила и состава В с коническими стальными вкладышами с углом 44° и

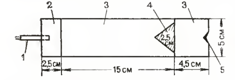


Рис. 8.8. Разрез заряда, разгоняющего частички металла до скорости 8600 м/с:
1 — электродетонатор; *2* — ПД из прессованного тетрила; *3* — заряд состава В; *4* — стальной вкладыш; *5* — алюминиевый конический вкладыш диаметром 1,9 см с углами 120 и 150° и массой 0,95 кг

массой 28,9 г, а также применяли заряды из других ВВ и с другими кумулятивными облицовками.

Предложенный автором метод расчета ударных взрывов включает учет динамического давления Бернулли $\frac{1}{2}\rho(V-U)^2$ и теории сжимаемости, разработанной Куком и Роджерсом [13]. Испарение при ударе определялось при этом из равенства теплоты парообразования и работы динамического сжатия, выражаемой интегралом функции объема от давления. При расчетах, однако, не учитывалось ударное нагревание [15, 17], т. е. член $T\Delta S$, где T — абсолютная температура; ΔS — разность значений энтропии при ударном и адиабатическом сжатии.

Обозначив $v_0/v=\rho/\rho_0=x$, умножив на v_0/v_0 и введя $a=1+\gamma$, где γ — постоянная Грюнайзена, для интеграла работы ($h=\int p dv$) получим следующее выражение:

$$h=\int_{x_0}^{x_f} x p d(1/x)=(a\beta_0)^{-1}\int_{1}^{x} x(x^a-1)\,d(1/x); \tag{8.16}$$

$$h=(a\beta_0)^{-1}(x^a/a-\ln x-a^{-1}),$$

где γ — сжимаемость.

Ударное нагревание $T(S_c-S_a)$, являющееся результатом различия значений энтропии при ударном и адиабатическом сжатии, приводит к повышению температуры на ΔT:

$$\Delta T/(1-\rho_0/\rho)^3=k,$$

где k — постоянная, значение которой для железа, свинца, меди и алюминия составляет соответственно $1{,}88\cdot10^4$ K; $1{,}53\cdot10^4$ K; $1{,}84\cdot10^4$ K и $1{,}26\cdot10^4$ K [15]. Следовательно, энергия ударного нагревания, отнесенная к 1 г металла, связана с его средней удельной теплоемкостью $\bar{C}$ и ΔT выражением

$$g=\bar{C}\Delta T=[\bar{C}k(x-1)^3]/x^3. \tag{8.17}$$

В случае пренебрежения нагреванием поверхностей контакта соударяющихся тел ударный взрыв или быстрое испарение будет возникать при условии $h+g=L_{cg}$ (удельной теплоте сублимации).

При обозначении относительной критической плотности через $x_{кр}$ условие возникновения ударного взрыва примет вид

$$L_{cg}=(a\beta_0)^{-1}(x^a_{кр}/a-\ln x_{кр}-a^{-1})+C\,[k(x_{кр}-1)^3]/x_{кр}, \tag{8.18}$$

где $(x^a_{кр}-1)a\beta_0=p_{кр}$ — критическое давление.

8.4.1. Техника эксперимента при исследовании ударных взрывов

Изучение эффектов, сопровождающих удары по преграде, производили в основном по цветным фотоснимкам, снятым с микросекундным замедлением. На рис. 8.9 показана схема типичного устройства

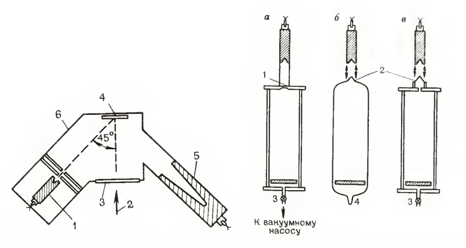


Рис. 8.9. Схема расположения мишени, заряда-метателя и источника света (плоскость мишени перпендикулярна к оптической оси фотокамеры):
1 — заряд-метатель; *2* — направление фотосъемки; *3* — окно; *4* — мишень; *5* — световая бомба; *6* — стенка ограждающего устройства

Рис. 8.10. Схема устройства для фотографирования сверхзвукового удара в вакууме:
1 — диафрагма; *2* — конусы; *3* — акрилат; *4* — стекло

с расположением заряда-метателя, мишени (преграды) и заряда — источника света. Указанные предметы располагались внутри замкнутого корпуса, что позволяло наблюдать сверхзвуковые удары в среде различных газов. Корпус устройства изготовляли из папье-маше, и швы герметизировали клейкими лентами. Незадолго до взрыва корпус устройства наполняли желаемым газом.

Для изучения сверхзвукового удара в вакууме при давлениях от 0,7 до 4,7 Па были изготовлены три баллона: два из акрилового пластика и один — из стекла (рис. 8.10). В случае *а* кумулятивная струя проникала в баллон через тонкую диафрагму в его крышке. В случаях *б* и *в* коническая облицовка кумулятивного заряда надевалась непосредственно на конические отростки баллонов, причем в последнем случае в баллоне имелась диафрагма, задерживавшая взрывные газы. При этом расстояние от заряда до мишени составляло 75 см. В условиях вакуума применялись кумулятивные струи со скоростями от 6 км/с и выше. Для наблюдения удара можно было использовать значительный отрезок времени прежде, чем газы взрыва закрывали поле зрения высокоскоростной камеры. Появляющиеся на последних кадрах серии осколки стекла двигались со скоростью 5,7 км/с, но не успевали заслонить поле съемки.

На рис. 8.11 приведена схема соединения приборов, использованная Бертлеттом и др. для регистрации зависимости проводимости от времени вблизи поверхности мишени. На передней части заряда-метателя были закреплены проводник опережающего запуска осциллоскопа и заземленный проводник. Как только детонационная волна достигала

этих проводников, они замыкались, запуская осциллоскоп с откалиброванной по времени скоростью развертки. В течение короткого периода проводимости батарея и конденсатор представляли практически нулевое сопротивление для источника постоянной ЭДС. В момент возникновения проводимости между зондами ток, протекая через сопротивление 12 Ом, создавал на нем падение напряжения, которое вызывало вертикальное калиброванное отклонение луча осциллоскопа, фиксировавшегося на фотоснимке. По величине этого падения напряжения были вычислены ток и сопротивление между зондами. Зонды обычно располагались на расстоянии 5 см друг от друга и в 2 см от поверхности мишени. Такое относительно большое расстояние между зондами принято для уменьшения вероятности удара по ним кумулятивной струи. Измерение проводимости между зондами и фотосъемка производились одновременно.

На рис. 8.12 показана схема устройства, включившего кумулятивный заряд, мишень и «конденсатные» пластинки из различных металлов, предназначенные для улавливания частиц, испарившихся с поверхностей соударяющихся тел. На поверхность конденсатных пластинок перед ударом наносили тонкую пленку силиконовой смазки, которую счищали шпателем после удара и подвергали рентгеновскому анализу. Идентификацию собранных материалов производили с помощью флуоресцентного анализа, и с помощью стандартных препаратов окислов металлов определяли относительное количество присутствовавших в них элементов. В конденсирующих пластинках было просверлено центральное отверстие диаметром 19 мм для свободного прохода кумулятивной струи, вокруг которого располагалось несколько отверстий диаметром 3,2 мм, через которые пары металла проходили к верхней поверхности конденсирующей пластины. Чтобы уменьшить до минимума попадание в пробы частиц металлов, разбрызгиваемых при ударе о поверхность мишени, размеры конденсирующих пластинок превышали размеры мишени, а пробы отбирались только с их

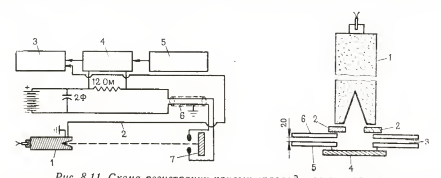


Рис. 8.11. Схема регистрации кривых «проводимость — время»:
1 — кумулятивный заряд; 2 — устройство для опережающего запуска осциллоскопа; 3 — осциллоскоп; 4 — миксер; 5 — маркер-генератор; 6 — коаксиальный кабель; 7 — мишень

Рис. 8.12. Схема устройства для улавливания частиц материалов, испарившихся при ударе по мишени:
1 — кумулятивный заряд; 2 — деревянные прокладки; 3 — место конденсации частиц; 4 — мишень; 5 и 6 — нижняя и верхняя пластинки

внутренней поверхности. Идентификация вида сконденсировавшихся металлов и определение структурных изменений при их плавлении производились методами дифракционного рентгеновского анализа.

8.4.2. Интенсивность, длительность и яркость ударной плазмы

Светящиеся облака паров на фотоснимках свидетельствовали, что во всех случаях при ударах кумулятивных струй со скоростью не менее 5 км/с происходило испарение материала мишени и (или) ударяющей струи. Размеры и интенсивность светящегося облака зависели от вида металлов мишени и ударяющей струи и возрастали при повышении скорости удара, причем в вакууме были выше, чем при тех же условиях в воздухе. Эти светящиеся облака обладали высокой электропроводностью. Изучение дифракции рентгеновских лучей на пленках, собранных с поверхности конденсатных пластинок, показало, что эти пленки почти полностью состояли из окислов металлов ударяющей струи или из окислов металла кумулятивной струи и мишени. В некоторых случаях на поверхности мишеней образовывались сплавы металлов.

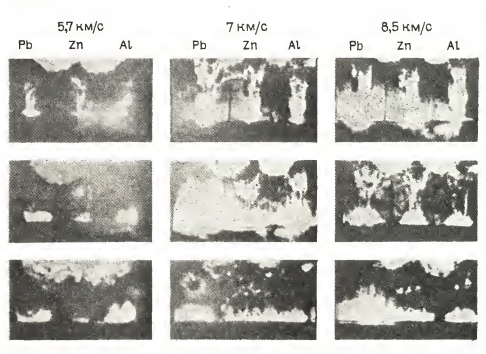


Рис. 8.13. Фотоснимки ударов стальных струй при идентичных кумулятивных полостях облицовок по мишеням из свинца, цинка и алюминия при различных скоростях. (Кадры в верхнем ряду сняты в начале удара струи, второго ряда — спустя 8 мкс и нижнего ряда — через 16 мкс после начала удара)

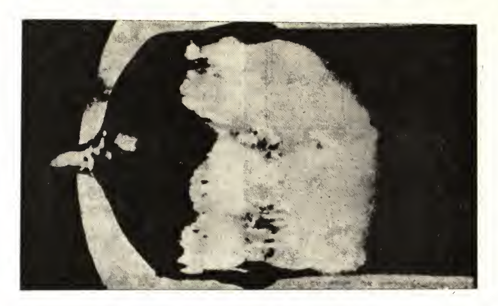


Рис. 8.14. Фотоснимок в проходящем свете удара стальной струи спустя 24 мкс после начала удара (Плазма охватила электрические зонды)

При ударах кумулятивных струй с начальными скоростями свыше 5,5 км/с около мишеней из свинца, цинка, мягкой стали и меди возникало свечение, причем от свинцовой мишени оно было ярче, чем от мишеней из других металлов, как это видно из рис. 8.13. Эти эксперименты выполняли в основном при атмосферном давлении и лишь несколько ударов по цинковой мишени были проведены при пониженном давлении.

В вакууме при ударах стальных струй с начальными скоростями 7 км/с по мишеням из свинца, мягкой стали и меди возникавшее плазменное облако быстро распространялось от поверхности мишени до стенок корпуса устройства и обратно, расширяясь до 7,5—10 см и быстро обволакивало зонды, создавая между ними высокую электропроводность (рис. 8.14). Объем светящегося облака в воздухе обычно был значительно меньше, чем в вакууме, независимо от вида металла мишени. При ударе струи со скоростью 7 км/с по стальной мишени в воздухе светящееся облако было значительно меньше, чем при ударе по стальной мишени в вакууме, но все-таки достаточно большим, чтобы шунтировать зонды, отстоявшие друг от друга на 5 см, что обнаруживалось при замерах электропроводности. При ударе стальной струи по стальной мишени в воздухе при атмосферном давлении облако плазмы было слишком мало, чтобы охватить зонды. Интенсивность свечения вблизи поверхности мишени была почти одинаковой в воздухе и в вакууме.

Обычно небольшое яркое облачко плазмы появлялось сразу после удара и расширялось на последующих кадрах. По мере расширения облака паров от зоны удара интенсивность свечения плазмы по краям

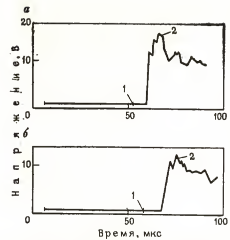


Рис. 8.15. Осциллограммы измеиеиия электропроводности во времени вблизи поверхности свинцовой и стальной мишеней при ударе по иим стальиой струи в воздухе:

1 — вычисленное время начала удара; *2* — $I=1{,}2$ А; *3* — $I=1$ А

облака уменьшалась, что свидетельствовало об уменьшении там плотности плазмы. В облаках плазмы, возникавших при ударах кумулятивных струй в воздухе, можно было видеть только яркую зону вблизи поверхности мишени, поскольку по мере выхода из зоны удара плазма быстро распадалась, но при освещении вспышкой взрыва заряда поверхности мишени можно было увидеть вокруг плазмы темное облако, представлявшее собой продукты реакции металлических паров с воздухом.

В воздухе при ударе стальных струй по мишеням из любого использованного металла яркость и величина облака плазмы была выше при скорости удара 8,5 км/с, чем при скорости 7 км/с, но при ударе в вакууме облако паров было интенсивным даже при скорости удара 7 км/с. Облака плазмы, образовавшиеся после удара стальных струй со скоростями 7,0 и 8,5 км/с по мишеням из свинца, цинка и алюминия, спустя 8 мс были еще яркими и продолжали расширяться, но при скорости удара 5,7 км/с они к этому моменту уже в значительной степени распадались. Яркость свечения продуктов реакции паров металла с кислородом воздуха была не выше, чем у газообразных продуктов детонации. При принятом коротком времени экспозиции (0,7 мкс/кадр) облака газообразных продуктов детонации и продуктов окисления паров металла казались темно-коричневыми. При алюминиевой мишени в отличие от других металлов после распада возникшей при ударе плазмы появлялось и росло умеренно светящееся облако продуктов окисления паров металла. Высокая яркость свечения продуктов окисления паров алюминия в отличие от паров других металлов обусловлена высокой теплотой образования Al_2O_3. Облака ударной плазмы содержали пары металлов и мишени, и ударяющего тела.

На рис. 8.15, *а* показана осциллограмма изменения электропроводности во времени, снятая при ударе стальной струи со скоростью 8,5 км/с по свинцовой мишени в воздухе, а на рис. 8.15, *б* — осциллограмма, снятая при ударе стальной струи со скоростью 8,5 км/с по стальной мишени в вакууме.

Хотя облака плазмы при ударах по свинцовым мишеням в вакууме были больше, но яркость свечения между зондами была, как правило, несколько меньше, чем при ударах по свинцовым мишеням в воздухе. Предполагалось, что более яркое свечение свидетельствовало о более высокой плотности ионов и что ток между зондами в более

яркой области должен быть выше, что и подтвердилось кривыми, показанными на рис. 8.15. Как показали кадры фотосъемки, задержка резкого нарастания напряжения, равная в случаях *а* и *б* соответственно 6 и 10 мкс, представляла время, необходимое для достижения ударной плазмой соответствующих зондов.

8.4.3. Удары одиночных частиц

При ударе одиночной стальной частицы по свинцу, цинку, алюминию или стали 1018 со скоростью 3 км/с не наблюдалось никакого свечения. Удар одиночной стальной частицы со скоростью 5,9 км/с по стали также не вызывал свечения, тогда как оно наблюдалось при ударе стальной струи по стали со скоростью 5,7 км/с, но область свечения в последнем случае была невелика; возможно, что даже небольшое количество плазмы возникало и при ударе одиночной частицы, но она маскировалась плотным облаком (паров), сопровождающим летящую к мишени одиночную частицу.

При ударе одиночной частицы алюминия со скоростью 6,9 км/с на алюминиевой мишени создавалось сравнительно слабое свечение, но удар ее по стали не вызывал никакого свечения.

8.4.4. Улавливание и анализ облака паров

Как и предполагалось, количество материала, осаждавшегося на конденсирующей пластине (см. рис. 8.12), было пропорционально количеству металла, испарившегося с мишени и из струи, а отношение

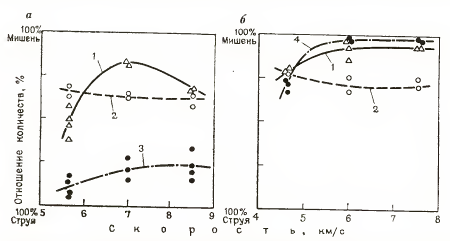


Рис. 8.16. Молярное соотношение количеств испарившегося металла мишени и струи в зависимости от начальной скорости удара медной (*а*) и стальной (*б*) струи по цинку (*1*), свинцу (*2*), стали 1018 (*3*) и меди (*4*)

количества металла мишени к количеству металла струи определялось величиной начальной скорости удара.

Полученные результаты для медной и стальной струи изображены на рис. 8.16.

При дифракционном рентгеновском анализе проб конденсата обнаруживались пики, расположенные вблизи пиков чистых окислов металлов мишени и струи, и имеющие примерно такую же интенсивность. Значительные структурные изменения свидетельствовали о тесном смешении окислов, но спектры дифракции не оставляли сомнения в том, что испарившийся металл мишени и струи конденсировался преимущественно в виде окислов.

В тех случаях, когда было возможно образование замещенных сплавов твердых растворов, они действительно образовывались в зоне удара. Например, образование латуни наблюдалось при ударе стальной струи по мишени из меди OFHC. После удара поверхность мишени покрылась тонким слоем 3%-ного сплава цинка с алюминием. Не только бронзовая окраска сплава, но и рентгеновский анализ указывал на присутствие в нем цинка.

Кроме того, наиболее интенсивный дифракционный пик для меди был сдвинут на удвоенный брегговский угол 0,47°. Этот пик был не таким резким, как для чистой меди и, кроме того, был асимметричным, что свидетельствовало о неоднородности структурной решетки. Тем не менее, допуская в первом приближении, что расположение максимума пика соответствует усредненной решетке и что к этому случаю применим закон Вегерда, значение средней постоянной решетки получалось равным 0,039 Å, что соответствует замещению 6% медной решетки цинком вблизи поверхности мишени.

Расчетные пороговые скорости ударных взрывов составляли 11,8 км/с для Fe — Fe (струя — мишень); 5,1 км/с — для Fe — Pb; 6,8 км/с — для Fe — Zn; 10,3 км/с — для Fe — Al; 13 км/с — для Al — Al и 16 км/с — для Al — Fe (см. табл. 10.10 в книге автора «The Science of High Explosives». Во время наблюдения свечения, возникавшего при ударе стальной струи по Fe, Pb, Zn и Al, обратили внимание, что резкое изменение яркости свечения в случае Fe — Pb происходило только при скоростях удара между 5,5 и 7,0 км/с и в случае Fe — Zn — при скоростях удара между 5,5 и 7,0 км/с. В случае Fe — Al яркость ударного свечения была значительна, но не возрастала так резко с увеличением скорости удара, как в случаях Fe — Pb и Fe — Zn. Отсутствие ударного свечения при ударе одиночной частицы в случаях Fe — Fe и Fe — Al, с одной стороны, и в случаях Al — Al и Al — Fe при скорости удара соответственно 5,7 и 7,0 км/с, с другой стороны, показывает, что значения пороговой скорости для ударных взрывов, предопределяемые гидродинамической теорией, примерно соответствуют фактическим.

Однако осталось не объясненным возникновение свечения при ударах струи с более низкими, чем пороговые, скоростями удара. Вероятное объяснение состоит в том, что сильное нагревание кумулятивных струй при сжатии конической облицовки облегчает их испарение при ударе.

8.5. СЖИМАЕМОСТЬ ТВЕРДЫХ ТЕЛ И ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ [13]

На основе применения вириальной теоремы и модели Ферми — Томаса были выведены следующие уравнения для описания термического расширения и сжимаемости гомоядерных твердых тел [11]:

$$\alpha/3=\alpha'=C_v/2\overline{T}_1; \qquad (8.20)$$

$$\beta=9R\,(M/\rho)^{2/3}\,N^{1/3}/4\overline{T}, \qquad (8.21)$$

где α — коэффициент объемного термического расширения; α' — коэффициент линейного термического расширения; C_v — удельная теплоемкость; $\overline{T}_1$ — средняя кинетическая энергия валентных электронов; β — сжимаемость; R — длина связи; M — атомная масса; ρ — плотность; N — число Авогадро.

Основная идея состояла в использовании модели Ферми — Томаса (или «частицы — в — ящике»), которая подразумевает определенное соотношение между средней кинетической энергией и плотностью $[\overline{T}=f(\rho)]$ для описания изменения плотности. При этом в случае термического расширения энергия

$$\Delta H=\int_0^T C_v dT$$

вызывает уменьшение средней кинетической энергии на ΔH. Поскольку полная энергия E отрицательна, то положительная энергия ΔH уменьшает $|E|$. Чтобы связать $\overline{T}$ и E, была использована вириальная теорема. Напротив, при сжатии работа сжатия должна увеличивать $\overline{T}$ на $-3/2R\cdot\overline{F}N$, где $\overline{F}$ — средняя сила, приложенная к каждой связи.

Теория предназначалась только для объяснения влияния изменения параметров пространственной решетки на изменение плотности и не учитывала изменение плотности, связанное с термодинамическими дефектами. Например, влияние дефектов Шоттки на изменение удельного объема $\Delta v'$, согласно Мотту и Гарнею [26], приближенно определяется выражением

$$\Delta v'=R^3N\gamma B\,e^{-w_0/kT}. \qquad (8.22)$$

Определение постоянных γ, B и w_0 описано в работе [26]. Для твердых тел $\Delta v'$ должно становиться ощутимым только при температурах, приближающихся к точке плавления. Для твердых тел с высокой энергией сцепления и высокой температурой плавления величиной $\Delta v'$ при комнатной температуре можно пренебречь.

Было принято допущение о том, что кинетическая энергия валентных электронов $[T_1=f(\rho_1)]$ приближенно определяется уравнением Ферми — Томаса

$$T_1=\hbar^2/2m)\,(3\rho_1/8\pi)^{2/3}, \qquad (8.23)$$

где $\hbar$ — постоянная Планка; m — масса электрона; ρ_1 в соответствии с допущением изменяется прямо пропорционально плотности атома.

Кинетическая энергия всех других электронов $T_i = f(\rho_i)$, где T_i — кинетическая энергия i-го электрона, которая в соответствии с принятым допущением подчиняется уравнению «частицы — в — ящике» или, иными словами, ρ_i подчиняется уравнению Ферми — Томаса, определяющего величину орбиты. Допускалось, однако, что не все ρ_i изменяются соответственно изменению энергии системы при возрастании или убывании энергии на ΔH. Считалось, что при термическом расширении заметно изменяется только энергия валентных электронов, поскольку электроны в заполненных орбитах не должны подвергаться термическому возбуждению. При сжатии, наоборот, предполагалось, что кинетическая энергия изменяется пропорционально «площади поверхности» орбиты, вычисленной исходя из сферического распределения заряда и отношения $\overline{T_i/T_1}$. Таким образом, считалось, что все орбитальные электроны содействуют «жесткости» атома пропорционально $\overline{T_1/T_i}$, хотя это является грубым приближением при описании распределения силы взаимодействия z орбитальных электронов. Это приближение приводит к тому, что эффективная средняя кинетическая энергия является функцией кинетической энергии валентных электронов $[T = \Phi(\overline{T}_1)]$, что иногда является причиной существенной ошибки и расхождения между расчетным и фактическим значениями сжимаемости. Можно, однако, предположить, что в случае применимости модели Ферми — Томаса изменения в T_i при сжатии атома связаны с кинетической энергией валентных электронов, т. е. $\overline{T} = f(\rho)$ и $\Phi = g(\rho)$. Только такое допущение позволяет проинтегрировать последний член или коэффициент давления в уравнении сжимаемости

$$\beta = \beta_0 + \int_0^p \frac{d\beta}{dp}\, dp. \tag{8.24}$$

Продифференцировав выражение (8.21) и заменив $N^{1/3}R(m/\rho)^{2/3}$ пропорциональной ей величиной удельного объема v, получим

$$\frac{d\beta}{dp} = \beta\left[\frac{d\ln v}{dp} - \frac{d\ln\overline{T}}{dp}\right] = -\beta^2\left[1 - \frac{d\ln\overline{T}_1}{d\ln v} - \frac{d\ln\phi}{d\ln v}\right]. \tag{8.25}$$

На основе уравнения (8.23) член $\frac{d\ln\overline{T_1}}{d\ln v} = \frac{2}{3}$. Поэтому, приняв дополнительное условие $\overline{T}_i \neq f(v)$ при $i \geqslant 2$, получим

$$-d\ln\phi/d\ln v = b = 2(\phi - 1)/3\phi.$$

На основе этих уравнений первоначально было получено значение $a = 5/3 + b$. Этот результат был, очевидно, ошибочным, поэтому теоретические основы определения a нуждались в уточнении. Например, $\overline{T}$ должно изменяться в зависимости от θ_D (характеристической температуры Дебая), следовательно, $-d\ln\overline{T}/d\ln v = \gamma$ (постоянная Грюнайзена). Поэтому, хотя предшествующие вычисления привели к значению $b \leqslant 2/3$,

оно должно составлять $\gamma - 2/3$ или примерно $1/3$. Кроме того, сомнительное предположение о постоянстве величины θ теперь было заменено условием $\overline{T}=f(v)$, что позволило, используя уравнение (8.23), получить $\theta=g(v)$ и, следовательно, постоянное значение b. Уравнение (8.25) поэтому принимало вид

$$d\beta/dp = -\beta^2(1+2/3+b) = -a\beta^2, \tag{8.26}$$

где $a=5/3+b$.

Скомбинировав уравнения (8.24) и (8.26) и проинтегрировав последовательно по частям, получим

$$\beta = \beta_0 \sum_{i=0}^{\infty} (-a\beta_0 p)^i = \beta_0/(1+a\beta_0 p). \tag{8.27}$$

(Продифференцировав уравнение (8.27), получим уравнение (8.26)). Для нахождения a, из которого определяется b, можно использовать еще один метод. Уравнение (8.27) имеет такой же вид, как уравнение Тейта

$$\beta = C/(L+p), \tag{8.28}$$

и идентично ему при $C=a^{-1}$ и $L=(a\beta_0)^{-1}$.

Первоначально модель предназначалась для использования без эмпирических коэффициентов на основе теоретически вычисленных значений a. Однако теоретически вычисленные значения a заключались в диапазоне $1{,}8<a<2{,}3$, тогда как фактические значения a, необходимые для получения надлежащих значений β, должны находиться в интервале $1{,}8<a<6$, что свидетельствовало о несовершенстве теоретического метода определения a. Кроме того, среднее значение требуемого a составляло около 3, что превышает верхний предел a, допускаемый теоретической аппроксимацией в работе [11]. Это явилось причиной модификации теоретических основ расчета a и разработки улучшенной модели сжимаемости конденсированных материалов при высоких давлениях.

8.5.1. Модифицированный метод расчета a

Предложенная модификация метода определения a основана на том, что уравнение (8.27) по виду соответствует удачному уравнению Тейта и что L в уравнении Тейта ранее было интерпретировано (хотя несколько интуитивно) как внутреннее давление [8, 20, 37]. Иными словами, было постулировано, что для гомоядерных твердых веществ

$$L = (a\beta_0)^{-1} = p_i, \tag{8.29}$$

где p_i — обобщенное внутреннее давление, включающее как обычное термодинамическое внутреннее давление $(\partial E/\partial v)_T$, так и плотность энергии сцепления, определяемую соотношением

$$p_i' = \varepsilon_0/v_0, \tag{8.30}$$

где ε_0 — энергия сцепления при абсолютном нуле. Следовательно, используемое в данном случае внутреннее давление определяется выражением

$$p_i = (\partial E/\partial v)_T + \varepsilon_0/v_0 = (a\beta_0)^{-1}. \tag{8.31}$$

Отношение плотности (или удельного объема) при давлении p к плотности при атмосферном давлении на основе уравнений (8.31) и (8.27) и с учетом определения сжимаемости ($\beta = -d\ln v/dp$) будет иметь вид

$$\rho_0/\rho = v/v_0 = (1 + p/p_i)^{-1/a}. \tag{8.32}$$

Обычно $\varepsilon_0/v_0 \gg (\partial E/\partial v)_T$ и, следовательно, для данной модели p_i приближенно равно p'_i ($p'_i = p_i$). Подобным образом мы пренебрегли значением $\Delta v'$, определяемым по выражению (8.22). В соответствии с уравнением (8.32) зависимости $\log v/v'_0$ от $\log(1 + p/p_i)$ должны представлять собой прямые линии с наклоном, определяемым соотношением — $1/a = \varepsilon_0\beta_0/v_0$. Прежде чем перейти к обсуждению этих графиков, полезно сопоставить полученные зависимости с постоянной Грюнеса, определяемой выражением

$$\gamma = \alpha v_0/\beta C_v. \tag{8.33}$$

Из уравнений (8.33), (8.20) и (8.21) следует

$$\gamma = 2\Phi/3. \tag{8.34}$$

Грюнайзеном получено также следующее выражение для γ:

$$\gamma = -d\ln\nu_m/d\ln v, \tag{8.35}$$

где ν_m — характеристическая частота типов колебаний твердых веществ.

Поскольку при термическом расширении гомоядерных твердых веществ в энергию H входит только энергия колебаний (исключая область температур вблизи абсолютного нуля и высоких температур, где теплосодержание в заметной степени определяют свободные электроны), $\overline{T}$ должно изменяться прямо пропорционально ν_m. Поэтому

$$\gamma = \frac{d\ln\nu_m}{d\ln v} = -\frac{d\ln\overline{T}_1}{d\ln v} - \frac{d\ln\Phi}{d\ln v}, \tag{8.36}$$

откуда

$$a = 1 + {}^2/_3 = 1 + \gamma. \tag{8.37}$$

8.5.2. Приложение к гомоядерным твердым веществам

Куком и Роджерсом [13] были построены зависимости $\log(v/v_0)$ от $\log(1 + p/p_i)$ для ряда металлов, сплавов и других гомоядерных твердых веществ, для которых имелись необходимые данные. Большинство данных давало прямолинейные графики, с высокой точностью удовлетворявшие критерию линейности. Были обнаружены и объяснены два вида (ожидаемых) отклонений от прямолинейности.

1. Для щелочных металлов, например, прямолинейные графики были получены только при высоком давлении, тогда как при низком давлении проявлялись значительные отклонения от линейности. Например, логарифмический график для натрия отклонялся от прямолинейного при $p<1{,}2\cdot10^9$ Па, но был линейным при $p>1{,}2\cdot10^9$ Па. В этом случае прямолинейный участок кривой экстраполировался к нулевому давлению при $v/v_0=0{,}92$, причем $\Delta v'/v$ примерно составляло 0,08. Все щелочные металлы, характеризующиеся низкими энергией сцепления и температурой плавления в соответствии с уравнением (8.22) имели высокие значения термодинамических дефектов. Однако энергия, необходимая для образования «дырки», должна возрастать с повышением давления в соответствии с уравнением

$$w_0=w_0^0+pR^3,$$

где pR^3 — дополнительная работа, необходимая для образования «дырки» объемом R^3 при давлении p; w_0^0 — работа образования «дырки» при $p=0$.

Другими гомоядерными твердыми веществами, для которых логарифмические графики были непрямолинейными, являлись сера, теллур и некоторые редкоземельные элементы. Большинство из них имело низкую температуру плавления и соответственно значительную величину $\Delta v'/v$ в условиях исследований. Для ртути, напротив, логарифмический график был прямолинейным, несмотря на весьма низкую точку плавления. В некоторых случаях отклонения логарифмических графиков от прямолинейности могли быть обусловлены изменениями структурного состояния веществ.

2. Резкие фазовые (или полиморфические) переходы, возникавшие под влиянием давления, приводили к разрывам 1-го рода на логарифмических графиках, что, например, было в случае висмута и цезия. Прямолинейность графиков на обе стороны перехода представляла убедительное свидетельство правильности модели.

В табл. 8.2 приведены данные, полученные из графиков, построенных в работе [13] для всех гомоядерных твердых веществ, для которых имелись необходимые данные. Экспериментальные данные $p(v)$ заимствованы из работы Бриджмена [7] (данные о влиянии статического давления) и из известной работы по созданию алмазов, проведенной в Лос Аламосе с использованием динамических (ударных) методов [21, 30, 24, 23, 2, 16, 35]. Данные для ε заимствованы у Зейтца [32] и Бюро стандартов [34].

Значения a, определенные эмпирически по наклону логарифмических графиков, построенных по данным, полученным методом ударных нагрузок, были в среднем на 15% выше соответствующих величин в случае статического сжатия, очевидно, вследствие ударного нагревания и других диссипативных факторов [19, 36], которые отличают ударные процессы от более простых изотермических или адиабатических. Из термодинамики отношение изотермической сжимаемости β_T к адиабатической сжимаемости β_s

$$\beta_m/\beta_s=C_p/C_v. \qquad (8.38)$$

Данные, полученные из графиков зависимости $\log (v/v_0)$ от $\log(1+p/p_i)$

Металл	e_0/v_0, $1\cdot10^{-10}$ Па	a_T	a_H	$\Delta v'/v$	Прямолинейные участки: Изотермическое сжатие (p/p_i)	Прямолинейные участки: Ударное сжатие (p/p_i)	Разрывы: Изотермическое сжатие (p/p_i)	Разрывы: Ударное сжатие (p/p_i)
Cu	4,75	2,92	3,32	0	0—0,8	0,7—1,6*	Нет	Нет
Ag	2,78	3,74	4,33	0	0—1,2*	0,7—1,9*	»	»
Au	3,35	4,47	5,19	0	0—0,7*	0,5—1,1*	»	»
Li	1,16	1,89		0,07	0,3—0,9*		»	
Na	0,45	2,78		0,09	0,5—2,0*		»	
K	0,20	3,35		0,08	0,7—5,0*		»	
Pb	0,15	2,85		0,03	0,2—6,6*		»	
Cs	0,11	2,66		0,03	0,1—2,1*		2,1 (небольшое)	
					2,1—4,1*		4,1 (большое)	
Be	6,41	1,79	2,32	0	0—0,17	0,2—1,5*	Нет	Нет
Mg	1,01	3,69	3,98	0	0—0,28*	1,1—2,4*	»	»
Zn	1,41	5,01	5,54	0	0—0,28*	1,4—3,3*	»	»
Cd	0,43	11,0		0	0—0,53*	5,3—11*	»	
Hg	0,42	7,18	7,41	0	0—0,28*	5,3—11*	»	»
Al	3,09	2,44	3,0	0	0—0,1*	0,13—3,3*	»	»
La	1,62	1,83		0	0—0,14			
					0,14—0,25*		0,14 (слабое)	
Ih	1,54	2,89	4,09	0,01	0,18—0,32*	2,0—4,3*	Нет	Нет
Tl	1,04	4,89		0	0—0,24*	1,4—2,7*	»	
Ti	4,58	2,18	2,94	0	0—0,04	0,4—0,9*	0,04 (изменение наклона)	»
					0,04—0,09*			
Zr	3,70	2,32		0	0—0,06	0,6—1,1*	0,06 (изменение наклона)	
					0,06—0,11*			
Sn	1,84	3,05	4,61	0,05	0—0,16*	1,0—2,3*	Нет	Нет
Pb	1,06	4,08	4,96	0	0—0,95*	2,0—4,8*	»	»
As	1,92	2,42		0	0—0,21*		»	»
Sb	1,37	3,56		0	0—0,21*		»	
Bi	0,97	3,47		0	0—0,28	0,2—0,28		
					0,28—0,52*	0,28—4,8*	0,28 (большое)	0,28
Fe	5,65	2,99		0	0—0,05*	0,1—0,25*	Нет	0,25—0,4
						0,4—0,8*		
Co	6,60	2,90	3,44	0	0—0,05*	0,38—0,75*	»	Нет
Ni	6,36	2,90	3,28	0	0—0,05*	0,38—0,85*	»	»
Ru	7,97	3,62		0	0—0,04*		»	»
Rh	6,92	3,73	4,32	0	0—0,05*	0,4—0,8*	»	»
Pd	4,34	4,20	4,57	0	0—0,77*	0,6—1,4*	»	»
Ta	7,04	2,90		0	0—0,05*		Нет	Нет
Nb	7,09	2,49	2,69	0	0—0,05*	0,33—0,75*	»	»
Mo	6,85	3,83	3,94	0	0—0,05*	0,38—0,8*	»	»
W	8,77	3,48		0	0—0,04*		»	
Cr	4,59	4,20	4,31	0		0,55—1,05*		»
Ir	7,98	4,31		0	0—0,04*		»	
Pt	5,60	4,74	4,78	0	0—0,06*	0,54—1,0*	»	»
Cd	1,80	2,45		0	0—0,2*		»	
Ho	1,65	2,65		0	0—0,2*		»	
Pr	1,73	1,80		0	0—0,2*		»	
Ce	1,70	0,9		0	0—0,06*		0,08	

Металл	ε_0/v_0, $1\cdot10^{-10}$ Па	a_T	$a_н$	$\Delta v'/v$	Прямолинейные участки: Изотермическое сжатие (p/p_i)	Прямолинейные участки: Ударное сжатие (p/p_i)	Разрывы: Изотермическое сжатие (p/p_i)	Разрывы: Ударное сжатие (p/p_i)
Неметаллы								
Si	3,01	3,85		0	0—0,1*		Нет	
Ge	2,40	3,60		0	0—0,13*		»	
Te	0,96	2,58		0,03	0,15—0,4 0,4—0,53*		0,4 (большое)	
S	1,43	2,81		0,12	0,35—0,7*		Нет	

* Верхний предел экспериментальных данных.

Поскольку для твердых веществ значения C_p и C_v близки друг другу, то различие величин изотермической и адиабатической сжимаемости должно быть невелико по сравнению с большой разницей между изотермической и ударно-волновой сжимаемостями. Из уравнения (8.29) и предполагаемой независимости p_i от используемого метода следует, что

$$a_T\beta_{T_0}=a_s\beta_{s_0}=a_н\beta_{н_0}. \quad (8.39)$$

8.5.3. Постоянные Грюнайзена

В табл. 8.3 для сравнения приведены значения γ, полученные по величинам a и уравнению (8.37), и значения γ, полученные Грюнайзеном [25], Слейтером [25] и Бенедиком [5]. В таблицу включены так-

ТАБЛИЦА 8.3

Сравнительные значения постоянной Грюнайзена, полученные разными исследователями

Металл	Грюнайзен [36]	Слейтер [36]	Бенедик [19]	Кук [11]*	Данная работа** (по a_T)
Cu	1,96	1,63	1,90	1,94	1,92
Ag	2,40	2,20	2,50	2,40	2,74
Na	1,25	1,50	—	—	1,78
K	1,34	2,52	—	—	2,35
Al	2,17	2,32	—	—	1,44
Mg	2,42	5,50	—	1,63	2,40
Fe	1,60	1,40	1,68	—	1,99
Co	1,87	1,80	2,10	—	1,90
Ni	1,88	1,90	2,20	—	1,90
Pt	2,54	3,00	3,30	—	3,74
Pd	—	—	2,50	—	3,20
W	—	—	1,70	—	2,48

* На основе расчетных значений Ф и уравнения (8.34).
** На основе уравнения (8.37) и значений a_T, взятых из логарифмических графиков.

Теоретические и экспериментальные значения β_0 для металлов

Металл	Значение β_0, $1\cdot10^{4}$ Па$^{-1}$		Металл	Значение β_0, $1\cdot10^{4}$ Па$^{-1}$	
	расчетное	фактическое		расчетное	фактическое
Be	8,72	8,55	Ni	5,42	5,29
Mg	25,6	29,5	Pd	5,50	5,28
La	33,7	35,1	Pt	3,78	3,60
Ti	10,5	7,97	Cu	7,22	7,19
Zr	11,6	11,0	Ag	9,62	9,87
Nb	5,66	5,7	Au	6,00	5,77
Ta	4,90	4,97	Cd	21,0	18,0
Mo	3,81	3,61	Al	13,2	13,4
W	3,28	3,18	In	22,4	25,0
Fe	5,94	5,87	Tl	19,7	27,7
Ru	3,46	3,72	Si	8,6	8,1
Co	5,32	5,39	Ge	11,6	13,8
Rh	3,84	3,72	Pb	23,1	23,7
Ir	2,80	2,68	Bi	27,2	29,2

же значения γ, вычисленные по уравнению (8.34) с использованием данных, полученных ранее приближенным методом [10]. Сравнение приведенных в табл. 8.3 данных показывает, что изложенный метод расчета значений a является удовлетворительным. Значения γ, полученные по величинам Ф и уравнению (8.34), показывают, что ни Ф, ни уравнение (8.34) не содержат значительных погрешностей и, следовательно, использовавшиеся для определения Ф приближения являлись достаточно надежными, но метод выражения a через Ф, основанный на допущении зависимости Ф от плотности, содержит значительные погрешности.

8.5.4. Данные сжимаемости

В табл. 8.4 для сравнения даны экспериментальные величины сжимаемости и ее значения, полученные по величине наклона логарифмических графиков и уравнению

$$\beta_0 = v_0/a\varepsilon_0, \tag{8.40}$$

полученному из уравнений (8.28) и (8.30).

Как видно, согласие данных весьма хорошее. Данные для таких металлов, как Na, для которых $\Delta v'$ имеет значительную величину, не были включены в таблицу, поскольку прямое сравнение возможно только тогда, когда логарифмические графики экстраполируются к $v/v_0=1$ при $p=0$.

Данные по ударной сжимаемости, полученные методом аквариума, приведены в табл. 8.5, а данные, полученные из логарифмических гра-

ТАБЛИЦА 8.5

Экспериментальные данные по ударной сжимаемости для четырех жидкостей

Жидкость	Скорость ударной волны, км/с	Массовая скорость, км/с	p, $1 \cdot 10^{10}$ Па	Отношение v/v_0
Метиловый спирт	5,50	2,46	1,07	0,552
	5,30	2,30	0,96	0,566
	5,34	2,42	1,02	0,546
Четыреххлористый углерод	4,20	1,93	1,29	0,542
	3,29	1,36	0,72	0,588
	2,85	1,10	0,50	0,614
	2,18	0,605	0,21	0,712
	1,93	0,390	0,12	0,798
Бензол	4,59	1,92	0,78	0,581
	4,59	1,88	0,74	0,590
	3,16	0,980	0,25	0,690
	2,77	0,670	0,16	0,758
	2,47	0,560	0,12	0,774
	1,97	0,28	0,048	0,858
Сероуглерод	3,83	1,28	0,62	0,666
	3,75	1,46	0,67	0,610
	3,63	1,12	0,51	0,692
	3,29	1,21	0,50	0,632
	3,18	1,68	0,43	0,660
	2,70	0,63	0,21	0,767
	1,91	0,30	0,073	0,843
	1,90	0,28	0,070	0,853
	1,65	0,19	0,040	0,885

ТАБЛИЦА 8.6

Данные из логарифмических графиков для использованных жидкостей

Жидкость	p_i, $1 \cdot 10^{10}$ Па	$\Delta v'/v_0$	a_H^*
H_2O	0,243	0,15	4,4
CCl_4	0,0307	0,11	7,9
CS_2	0,0440	0,02	5,6
C_6H_6	0,0344	0,03	6,1
CH_3OH	0,0868	0,10	5,1

* Область высоких давлений, где графики прямолинейны.

фиков, приведены в табл. 8.6. Логарифмические графики для жидкостей и твердых веществ при высоких давлениях были прямолинейными в соответствии с теорией, согласно которой «дырки» в жидкостях при низких давлениях совершенно исключены [13].

8.5.5. Уравнение Менэгена

Полезно сравнить уравнение (8.32) с уравнением состояния Менэгена [13], выведенным из теории конечных деформаций и имеющим вид

$$v_0/v = [1 + kp/(\lambda_0 + {}^2/_3\mu_0)]^{1/k}, \qquad (8.41)$$

где λ_0 и μ_0 — постоянные упругости Лямэ; k — постоянная, принятая равной $^1/_3$ на основе «(смелого) допущения о независимости λ_0 и μ_0 от p_0». Уравнение (8.42) переходит в уравнение (8.32), если принять, что $a = 1/k$ и $p_i = (\lambda_0 + {}^2/_3\mu_0)/k$. Менэген также указывал, что $p \longrightarrow -(\lambda_0 + {}^2/_3\mu_0)/k$ при $v \longrightarrow \infty$ и что теоретически среда должна выдерживать без разрушения гидростатическое давление, равное $(\lambda_0 + {}^2/_3\mu_0)/k$. Оно равно силам сцепления среды; следовательно, допущение $p_i = \varepsilon_0/v_0 = (\lambda_0 + {}^2/_3\mu_0)/k$ не является необоснованным. Напротив, определение практически пригодных выражений для k представляет трудности, поэтому обычно используются эмпирические величины. Из приведенных в табл. 8.3 значений a следует, что грубое допущение $k = {}^1/_3$ во многих случаях дает хороший результат, но иногда приводит к существенным погрешностям. Однако, поскольку изложенная теория приводит к уравнению состояния, совпадающему по форме с уравнением Менэгена, то это свидетельствует о ее справедливости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Allen W. A., E. B. Mayfield and H. L. Morrison, *J. Appl. Phys. 20,* 370, 1957.

2. Bancroft D., E. L. Peterson, and F. S. Minshall, *J. Appl. Phys. 27,* 1207, 1956.

3. Bartlett R. W., M. A. Cook and R. T. Keyes, "Framing Camera Observations of Ultra-High Velocity Penetration in Transparent Targets and a Mechanism for Crater Explansion", Institute of Metals and Explosives Research (IMER), University of Utah, March 31, 1960, Contract No. AF-18(603)-100, File No. 11-17-W.

4. Bartlett R. W., M. A. Cook and R. T. Keyes, "Observations of Vaporization Accompanying Ultra-High Velocity Impact", IMER, January 4, 1960 (same contract).

5. Benedek G. B., *Phys. Rev. 114,* 467, 1959.

6. Birkhoff G., D. P. McDougall, E. M. Pugh, and G. Taylor, *J. Appl. Phys. 19,* 563, 1945.

7. Bridgman P. W., *The Physics of High Pressures,* G. Bell and Sons, London, 1958; Proc., Am. Acad. Arts Sci. *74,* 21 (1940; *76,* 1, 9 (1945); *76,* 55, 71 (1949); *83,* 1 (1954); *84,* 131 (1957).

8. Carl A. Z., *Physik Chem. 101,* 238, 1922.

9. Christman D. R. and J. W. Gehring, *J. Appl. Phys. 37,* 1579, 1966.

10. Cook M. A., *J. Appl. Phys. 30,* 725, 1959; *The Science of High Explosives,* ACS Monograph No. 139, Reinhold Publishing Company, 1958 (currently published by Robert E. Krieger Publishing Company, Huntington, New York, 11743), Chapter 10.

11. Cook M. A., *Discussions of Faraday Society 22, 203,* 1956; "Properties of Solids", Bulletin No. 53, University of Utah, September 1951; *The Science of High Explosives,* Chapter 9.

12. Cook M. A. and K. S. Mortensen, *J. Appl. Phys. 38,* 5125, 1967.

13. Cook M. A. and L. A. Rogers, *J Appl. Phys. 34,* 2330, 1963.

14. Culp F. L. and H. L. Hooper, *J. Appl. Phys. 32,* 2480, 1961.

15. DeCallatay X, "Behavior of Metals Under Impact Loading", M. S. Thesis, Department of Metallurgy, University of Utah, June 1956.

16. Duff R. E. and F. S. Minshall, *Phys. Rev. 108,* 1967.

17. Duvall G. E. and B. J. Zwolinski, *J. Am. Accoust. Soc. 27,* 1054, 1955.

18. Eichelberger R. J., *J. Appl. Phys. 27,* 63, 1956; *23,* 537, 1952.
19. Fowles G. R., "Shock Wave Compression of Quartz", Ph. D. Thesis, Stanford University, October 1961.
20. Ginell R., *J. Chem. Phys. 35,* 1776, 1961.
21. Goranson, R. W., et al., *J. Appl. Phys. 26,* 1472, 1955.
22. Hill. E., N. F. Mott and D. C. Pack, *J. Appl. Phys. 24,* 349, 1948.
23. Hughes D. S., L. E. Gourley, and M. F. Gourley, *J. Appl. Phys. 32,* 624, 1961.
24. Katz S., D. R. Curran and D. G. Doran, "Hugoniot Equation of State of Aluminum and Steel from Oblique Shock Measurement", Poulter Labs Technical Report 025-57 (1957), Stanford Research Institute, Menlo Park, California.
25. Kittel C., *Introduction to Solid State Physics,* John Wiley & Sons, Inc., New York, 1956.
26. Mott N. F. and R. W. Gurney, *Electronic Processes in Ionic Crystals,* Oxford University Press, New York, 1953, p. 31.
27. Öpik E., "Research on Physical Theory of Meteor Phenomena", I. Theory of Formation of Meteor Craters, Acta. et. Comm. Univ. Tartueneis, 1936.
28. Pack D. C. and W. M. Evans, *Proc. Roy. Soc.* (London) *B64,* 298, 303, 1951.
29. Pugh E. M., R. J. Eichelberger, and N. Rostoker, *J. Appl. Phys. 23,* 532, 1952.
30. Rice M. H., R. C. McQueen and J. M. Walsh, *Solid-State Phys. 6,* 1, 1958.
31. Rostocker N., *Meteoretics 1, No. 1,* 11, 1953.
32. Seitz F., *The Modern Theory of Solids,* McGraw Hill Book Company, Inc., New York, 1949.
33. Trulson O. C., D. E. Hudson, and F. H. Spedding, *J. Chem. Phys., 35,* 1018, 1961.
34. U. S. Bureau of Standards, *Selected Values of Chemical Thermodynamic Properties,* U. S. Government Printing Office, Washington, D. C., 1952.
35. Walsh J. M. and M. H. Rice, *J. Chem. Phys. 26,* 818, 1957.
36. Wentorf R. H., *Modern Very High Pressure Techniques,* Butterworths Scientific Publications, Ltd., London, 1962.
37. Wohl A., *Z. Physik, Chem. 99,* 234, 1921.

9. ОБРАЗОВАНИЕ, РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ПОВЕДЕНИЕ ВОЛН НАПРЯЖЕНИЙ В ЖИДКИХ И ТВЕРДЫХ СРЕДАХ

В твердых средах различают звуковые, дозвуковые, сверхзвуковые, упругие, пластические и ударные волны. Несмотря на нередко встречающиеся неточности в определениях и неполное представление о механизме возникновения и распространения волн напряжений, в настоящее время в этой области имеется вполне достаточно научной литературы, что создает уверенность в правильном восприятии излагаемых вопросов. Источниками сведений в данной области в основном являются труды ведущих физиков [1, 2, 6, 9, 13, 14, 16, 17, 18, 19].

Повышение скорости звука и температуры при адиабатическом сжатии привели Стокса [18] и затем Рэнкина [13] к общепринятому в настоящее время представлению о механизме образования ударных волн. Физическое объяснение образования ударной волны состоит в том, что скорость движущейся друг за другом серии импульсов давления последовательно нарастает и задние импульсы обгоняют впереди идущие, причем амплитуда и крутизна фронта волны увеличиваются до тех пор, пока не примут характера разрыва, который не может быть описан математически непрерывной функцией. Поэтому ударные волны рассматриваются как поверхности разрыва, на которых соблюдаются законы сохранения массы и количества движения. Позднее Гюгонио [9] на основе сохранения энергии показал, что энтропия во фронте ударной волны должна возрастать и, следовательно, ударное сжатие должно приводить к более сильному нагреванию, чем адиабатическое. Спустя 10 лет Рейлей [14] и Тейлор [19] независимо друг от друга показали, что ударная волна в среде с достаточно высокой вязкостью и теплопроводностью не может иметь бесконечную крутизну или совершенно разрывный фронт. Таким образом, фронт ударных волн в газах имеет конечную толщину и, например, для «средней» ударной волны в воздухе толщина фронта составляет около $3 \cdot 10^{-5}$ см. Беккер [1] подсчитал, что толщина фронта сильных ударных волн в газах, например при $p/p_i > 8$, должна быть порядка длины свободного пробега молекул ($\sim 10^{-5}$ см) и для очень интенсивных ударных волн в воздухе толщина фронта должна приближаться к межмолекулярному расстоянию ($\sim 3 \cdot 10^{-7}$ см). Томас [20], обнаруживший погрешность в работе Беккера, заключил, что толщина «разрыва» наиболее интенсивных ударных волн в воздухе должна быть того же порядка, что и средние величины свободного пробега молекул.

В результате достигнутых успехов в изучении ударных волн в газах, широких исследований в аэродинамике и отсутствия в жидкостях осложняющих усилий сдвига, свойственных твердым телам, изучение ударных волн в жидкостях достигло успехов относительно быстрее, чем в твердых средах, в которых усилия сдвига обычно играют важную

роль. Большое значение имело изучение более сложных поддерживаемых («реакционных» или детонационных) ударных волн в твердых веществах, которое развивалось даже быстрее, чем изучение обычных ударных волн в твердых средах. Кроме того, изучение детонации в газах заметно способствовало изучению детонации твердых ВВ. Несмотря на наличие нескольких великолепных обзоров [6, 12], в научной литературе до настоящего времени ощущается недостаток сведений относительно механизма образования, распространения и поведения ударных волн в твердых средах. Это отмечено и в приложении к классической книге Куранта и Фридрихса [6].

Клей и др. [3] предложили графический способ изображения упругих, пластических, нестабильных и стабильных ударных волн в упругопластических средах, основанный на распространении уравнения для продольной скорости звука в твердых средах на область пластичности в соответствии с кривыми $\sigma(\varepsilon)$ для объемной и сдвиговой деформации. Их объяснение, хотя и качественное, согласовывалось в основном с экспериментальными наблюдениями. Они выполнили также экспериментальное изучение распространения волн сжатия и разгрузки в прозрачных твердых средах с использованием энергии взрыва для создания ударной нагрузки и скоростной фотосъемки в режимах кадрирования и развертки для регистрации волновых процессов. Эта работа позволила получить важные сведения относительно осевого и бокового импульсов при взрыве заряда — источника нагрузки, поведения ударных волн вблизи свободной поверхности, на поверхностях раздела между двумя твердыми средами и между жидкой и твердой средой, затухание скорости ударной волны, скорости движения свободной поверхности, массовой скорости и давлений в ударных волнах. Важные явления, дополняющие исследования Рейнхардта и Пирсона [15] и уравнение несоответствия импедансов Горансона [5], наблюдались также Клеем и др.

9.1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН НАПРЯЖЕНИЙ В ЖИДКИХ И ТВЕРДЫХ СРЕДАХ

9.1.1. Закон Гука

Закон Гука для упругих деформаций гласит, что напряжение σ пропорционально относительной деформации ε, причем коэффициент пропорциональности или модуль является различным при разных видах деформаций. Так, модуль упругости или модуль Юнга $E=p/(\Delta l/l)$, модуль сдвига или модуль жесткости $G=p/\operatorname{tg}\varphi$, модуль объемного расширения $K=p/(\Delta v/v)$, где $p=F/A$ — усилие на единицу площади поверхности; l — длина; v — удельный объем и φ — угол сдвига.

Эти модули связаны следующими соотношениями:

$$K=E/3(1-2\nu)=2G(1+\nu)/3(1-2\nu) \tag{9.1}$$

или

$$K=\lambda+2G/3;$$
$$E=\lambda+2(\mu-\lambda\nu);$$
$$\nu=\lambda/2(1+G),$$

где ν — коэффициент Пуассона; λ — постоянная Лямэ.

Скорость относительной деформации любого вида определяется выражением

$$c=[\rho^{-1}d\sigma/d\varepsilon]^{1/2}, \quad (9.2)$$

причем

$$c_l=[(\lambda+2G)/\rho]^{1/2}=[E(1-\nu)/\rho(1+\nu)(1-2\nu)]^{1/2}=[3K(1-\nu)/p(1+\nu]^{1/2} \quad (9.3)$$

и

$$c_t=(G/\rho)^{1/2}=[E/2\rho(1+\nu)]^{1/2}. \quad (9.4)$$

При ударном приложении нагрузки к тонким пластинкам и стержням основная часть возмущений распространяется с более низкой скоростью:

$$c_{пл}=[E/\rho(1-\nu^2)]^{1/2}=c_t[2/(1-\nu)]^{1/2}; \quad (9.3а)$$

$$c_{ст}=(E/\rho)^{1/2}=c_t[2(1+\nu)]^{1/2}, \quad (9.3б)$$

поскольку время нарастания напряжений от нуля до максимума велико по сравнению с временем пробега волны до границ тела и обратно. Таким образом, скорости возмущений зависят от модулей и при модулях, имеющих постоянное значение, скорости являются звуковыми. Малые деформации в упруго-пластических материалах подчиняются закону Гука и, следовательно, распространяются со звуковой скоростью [6]. Таким образом, по определению, наклон кривой $\sigma(\varepsilon)$ дает величину модуля в области упругости $\varepsilon\leqslant|\varepsilon^*|$ или $-\varepsilon^*<\varepsilon<\varepsilon^*$, где $\pm\varepsilon^*$ — пределы упругости (рис. 9.1). За пределами упругости возникают пластические деформации обычно вначале с убывающей $d\sigma/d\varepsilon$ и с соответствующим уменьшением модуля и скорости. Таким образом, в области $-\varepsilon^*<\varepsilon<\varepsilon^*$ деформации (возмущения) обычно распространяются с постоянной скоростью, но возмущения, вызывающие более высокие амплитуды относительных деформаций, могут распространяться с пониженной скоростью, если форма кривой $\sigma(\varepsilon)$ такова, как показано на рис. 9.1, и с пониженной или повышенной скоростью при форме кривых, показанных соответственно на рис. 9.2 и 9.3. Пластические волны возникают при форме кривой $\sigma(\varepsilon)$ (см. рис. 9.3) при $\varepsilon>|\varepsilon^*|$ и распространяются с дозвуковыми скоростями. Однако, если кривая $\sigma(\varepsilon)$ изогнута в противоположном направлении, волна должна быть сверхзвуковой как при растяжении (первый квадрант), так и при сжатии (третий квадрант, рис. 9.2). Поскольку можно показать, что объемная и сдвиговая деформации эквивалент-

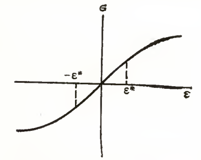


Рис. 9.1. Форма кривой $\sigma(\varepsilon)$ для типичного упруго-пластического материала

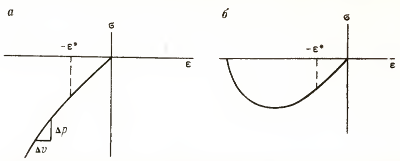


Рис. 9.2. Обычная форма кривой $\sigma(\varepsilon)$ при объемном сжатии (*а*) и характер кривой $\sigma(\varepsilon)$ в случае, когда нагрузка вызывает деформацию сдвига в образце, находящемся под давлением (*б*)

ны комбинации линейных деформаций, то при качественном рассмотрении нет необходимости в привлечении указанных частных видов деформации. В качестве примера упруго-пластичного материала может служить металлическая проволока, подвергнутая воздействию положительных линейных напряжений и удлиняющаяся в соответствии с начальной частью кривой $\sigma(\varepsilon)$ в первом квадранте (см. рис. 9.1). Начиная с $\varepsilon=\varepsilon^*$, возникают пластические деформации. При дальнейшем увеличении ε напряжения обычно достигают максимума и начинают уменьшаться вплоть до разрушения образца. Точка, соответствующая максимуму напряжений, является пределом прочности на разрыв (T_0), значения которого у различных твердых материалов при обычной температуре могут различаться в тысячу раз, причем максимальное значение достигает 10^9 Па и более. Обычно T_0 возрастает с увеличением скорости приложения нагрузки. Предел прочности сдвигу S_0 у металлов обычно меньше T_0, а у го́рных пород, напротив, больше, однако, как показано ниже, у обычных горных пород он часто уменьшается с повышением скорости приложения нагрузки. Если ударная нагрузка создается взрывом заряда высокоплотного ВВ, например состава В, то максимальное начальное давление в твердых материалах может составлять $(1{,}5\div4)10^{10}$ Па в зависимости от значения импеданса ρc_l материала. В некоторых случаях эти нагрузки настолько велики, что напряжения сдвига по сравнению с ними можно считать малыми, и твердый материал поэтому ведет себя подобно жидкости. Эти условия возникают в таких твердых материалах, как плексиглас и свинец. Жидкости не оказывают сопротивления сдвигу, поэтому $G=0$ и продольная скорость $c_l=(K/\rho_1)^{1/2}$.

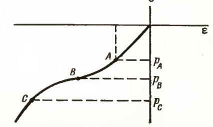


Рис. 9.3. Вид кривой $\sigma(\varepsilon)$ при одновременном проявлении объемной и сдвиговой деформации

Исключая случаи аномального поведения, обусловленные изменением структурной решетки и фазовыми превращениями, кривая $\sigma(\varepsilon)$ при объемном сжатии жидкости имеет вид,

показанный на рис. 9.2, *а*, причем значение $|\varepsilon^*|$ пренебрежимо мало. Ниже показано, что величина $|\varepsilon^*|$ в плексигласе настолько мала, что наблюдать в нем пластические и звуковые волны от воздействия ударной нагрузки, созданной взрывом заряда состава В, можно только после значительного затухания.

9.1.2. Критерии различных видов волн

В случаях, когда кривая $\sigma(\varepsilon)$ обращена выпуклостью вниз в третьем квадранте и выпуклостью вверх в первом квадранте, распространение участков более высоких напряжений при сильных возмущениях происходит с максимальной скоростью, что приводит к образованию бесконечного крутого переднего фронта волны сжатия. Это является главным признаком ударной волны. Очевидно, все упругие волны в области $\varepsilon \leqslant |\varepsilon^*|$ распространяются с одинаковой скоростью и, следовательно, указанное условие образования ударной волны отсутствует. Нейманном введено дополнительное требование устойчивости ударной волны, для соблюдения которого ее скорость V должна быть выше c_l. Поэтому в случаях, когда существует значительная область пластичности, в которой скорость волны $V < c_l$ или просто когда кривая $\sigma(\varepsilon)$ обращена выпуклостью вниз в третьем квадранте или выпуклостью вверх в первом квадранте, определять устойчивость волны нет необходимости. Например, область между B и C на рис. 9.3 не является областью стабильных волн, поскольку не соответствует критерию Нейманна, так как в этой области $V < c_l$, несмотря на то что $d\sigma/d\varepsilon$ возрастает с увеличением σ. Таким образом, на кривых $\sigma(\varepsilon)$ обычного вида имеется четыре различных (и все реально существующие) области, показанные на рис. 9.3, в которых:

1) при $p < p_A$ $V = c_l$ и волна давления любого профиля должна распространяться устойчиво, если даже она имеет форму характерной ударной волны, как показано на рис. 9.4, *а*;

2) при $p_A < p < p_B$ компоненты волны с наиболее высокими давлениями, как показано на рис. 9.4, *б*, распространяются с более низкой скоростью, чем компоненты в режиме *1*, и, следовательно, отстают, что обусловливает более низкое давление звуковой компоненты во фронте волны и более высокое давление следующей сзади (и все более отстающей) пластической компоненты;

3) при $p_B < p < p_C$ волна распространяется с еще более сложным профилем, изображенным на рис. 9.4, *в*. Во фронте волны по-прежнему находится звуковая компонента, распространяющаяся также с наибольшей скоростью $V = c_l$. Участок пластической волны будет обгоняться и захлестываться участком нестабильной ударной волны, который, сливаясь с участком пластической волны, будет трансформироваться в бесконечно крутой ударный фронт. Однако этот резкий разрывной (нестабильный) ударный фронт движется с дозвуковой скоростью и не удовлетворяет критерию Нейманна для стабильной ударной волны, поскольку его скорость меньше c_l;

4) при $p > p_C$ профиль зависимости «давление — расстояние» должен быть таким, как у стабильной ударной волны, одновременно удов-

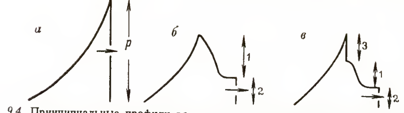


Рис. 9.4. Принципиальные профили волн давления в идеализированных упруго-пластических материалах в соответствии с уравнением (9.2) и рис. 9.3:
1 — пластичность; *2* — упругость; *3* — нестабильная ударная волна

летворяющей требованиям $d\sigma/d\varepsilon > K$ и $V > c_l$. Профиль возмущения при этом должен иметь характерный (почти) бесконечно крутой фронт, как показано на рис. 9.4, *а*.

На практике изображенные на рис. 9.4 идеализированные профили волн давления обычно не наблюдаются, поскольку упругие компоненты волны затухают медленно, пластические компоненты затухают быстро и ударные компоненты затухают весьма быстро. Таким образом, неподдерживаемые ударные волны в твердых материалах, несмотря на краткое время существования, могут проходить через все стадии от стабильных ударных волн до нестабильных через волны пластичности и, наконец, звуковые волны. Быстрое затухание ударных волн обусловлено разрежениями, обгоняющими ударный фронт, и нагреванием Гюгонио или ударным нагреванием.

9.1.3. Нагревание Гюгонио

Идеальное адиабатическое сжатие является обратимым процессом (изменение энтропии равно нулю). Чтобы процесс был обратимым, он должен происходить достаточно медленно, чтобы в системе все время сохранялось равновесие всех термодинамических и механических процессов. Напротив, сжатие Гюгонио является крайне быстрым не изоэнтропическим процессом. Поэтому сжатия ударными волнами необратимы; они всегда вызывают нагревание материала. Количественная оценка этого нагревания дается в разделе 8 и в работе [5], а качественно его можно иллюстрировать сравнительными графиками $p(v)$, показанными на рис. 9.5. Как видно, нагревание Гюгонио ненамного отличается от адиабатического; оно сравнительно невелико для твердых и жидких сред и обычно несущественно для материалов, обладающих наибольшими значениями модулей K, E и G, включая наиболее крепкие горные породы.

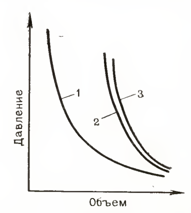


Рис. 9.5. Качественные кривые $p(v)$ для твердых материалов:
1 — изотермическое сжатие; *2* — адиабатическое сжатие; *3* — сжатие Гюгонио

9.2. ЭМПИРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ

9.2.1. Предельное давление для распространения ударной волны

В общем случае давление в ударной волне связано с ее скоростью V и массовой скоростью u соотношением

$$p = \rho_1 V u. \tag{9.5}$$

Поэтому с помощью критерия Неймана $V > c_l$ можно определить предельное давление $p_п$ для распространения ударной волны в данном твердом материале, подставив в уравнение (9.5) c_l вместо V и $u_п$ вместо u. Далее задача сводится к определению $u_п$. Простой и прямой способ определения $u_п$ состоит в следующем.

1. Определяют минимальную длину образца, в котором путем прямых измерений с использованием одинаковых генераторов ударной нагрузки, например зарядов ВВ одинаковых размеров и плотности, установлено $V = c_l$.

2. Измеряют скорость смещения свободной поверхности в этой системе, укороченной до длины, установленной в соответствии с п. 1. Далее вычисляют $p_п$ из произведения $\rho_1 c_l V_{сп}/2$, или измеряют $p_п$ непосредственно методом аквариума при длине заряда и исследуемого образца, установленной в соответствии с п. 1.

Другой интересный метод определения $u_п$ и $p_п$ может быть основан на использовании соотношений $V(u)$, полученных Альтшулером при очень высоких давлениях [10], совместно с критерием Неймана $V > c_l$. Альтшулер установил, что соотношение $V(u)$ при высоких ударных давлениях является линейным и имеет вид

$$V = c + Su, \tag{9.6}$$

где c (не следует смешивать со скоростью звука c_l) и S являются постоянными; u — массовая скорость.

Подставив в (9.6) критерий Неймана и предельную скорость ударной волны $u_п$, получим

$$c_l = c + Su_п,$$

откуда

$$u_п = (c_l - c)/S. \tag{9.6a}$$

В табл. 9.1 приведены некоторые результаты определения предельных значений $u_п$ и $p_п$ на основе величин c и S, заимствованных у Иоганссона и Перссона [10].

Хотя метод Альтшулера в сочетании с критерием Неймана кажется совершенно надежным для определения $u_п$ и, следовательно, $p_п$, он иногда эмпирически осложнялся экспериментальными погрешностями при определении c и S. Очевидно, эти постоянные не были определены достаточно точно, например, для свинца и плексигласа. Пек, Эвенс и

ТАБЛИЦА 9.1

Предельные условия распространения ударных волн

Материал, порода	ρ, г/см³	c, км/с	S	c_l, км/с	$u_п$, км/с	$p_п$, $1\cdot10^{10}$ Па	c_l-c (расчетн.)
Сталь	7,84	3,80	1,12	5,9	1,30	5,90	
Мрамор	2,70	4,00	1,32	6,4	1,82	3,10	
Гранит (вестерлейский)	2,63	2,10	1,63	5,6	2,15	3,15	
Известняк (из Соленхофена)	2,60	3,50	1,43	5,6	1,47	2,10	
Свинец	13,35	~2,0	~1,52	(218)	0,115	(0,30)	0,18
Плексиглас	1,18	2,75	1,30	(3,05)	0,25	(~0,08)	0,32

Джеймс [11] определили на основе уравнения состояния квантовой статистики и данных Бриджмена по сжимаемости, что для свинца $p_п=3\cdot10^9$ Па. По расчетам Клея и др. [3], выполненным на основе уравнения состояния автора (или теории сжимаемости) для твердых материалов и изложенным в работе [8], $p_п=3,1\cdot10^9$ Па. Этой величине соответствует $(c_l-c)/S=0,115$, но ниже приведено $c_l=1,96$ км/с. Поскольку для свинца $S\approx1,52$, то величина c должна составлять около 1,78 км/с. Значение c по кривой Альтшулера [10] составляет около 2, что, вероятно, объясняется большими погрешностями при экспериментальном определении c и c_l. Значения $p_п$ и $u_п$ для плексигласа слишком низкие, что не позволяет определять их этим методом. Поэтому в табл. 9.1 для свинца и плексигласа указаны просто c_l-c, приведены также значения c и S по Альтшулеру, а также значения c_l, вычисленные по указанной разности (c_l-c) и эмпирические значения c. Таким образом, несомненно, что значения c для свинца и плексигласа в табл. 9.1 являются слишком высокими; они должны составлять соответственно 1,78 и 2,45 км/с.

Как было указано выше, величину $p_п$ можно рассчитать по достоверному или эмпирическому уравнению состояния. Например, из теории сжимаемости, изложенной в разделе 8, следует, что

$$p=K/a\,[(\rho_1/\rho)^a-1], \tag{9.7}$$

где K — модуль объемного сжатия; $a=1+\gamma$ (γ — постоянная Грюнайзена). Критерий Нейманна должен использоваться здесь, как и раньше, при условиях $(dp/d\rho)_S=c_l^2$ и максимальном давлении, при котором $(d^2p/d\rho^2)=0$. Именно при этих условиях Клей и др. получили для свинца значение $p_п=3,1\cdot10^9$ Па.

Наконец, в случаях, когда $p_п$ составляет менее 10^{10} Па, можно использовать экспериментальные значения сжимаемости совместно с критериями $dp/d\rho=c_l^2$ и $d^2p/d\rho^2=0$. Клей и др. использовали этот метод и определили, что для свинца c_l должно составлять 2,1 км/с, чтобы согласовываться с $p_п=3,1\cdot10^9$ Па. Экспериментальная величина c_l, указанная в табл. 9.2, составляет 1,96 км/с. Расхождение не очень велико, но оно означает большую разницу в параметрах.

Значения статических модулей упругости, коэффициента Пуассона, скоростей c_l и

Материал	Источник данных	Плотность (средняя), г/см^3	Модуль, $1\cdot10^{-11}$ Па			
			объемный K	сдвига G	Лямэ λ	Юнга E
Алюминий	а	2,7	78	25	61	69
Медь	а	8,85	102	46	131	124
Сталь	а	7,8	168	80	120	200
Свинец	а	11,35	37	5	33	16
Плексиглас	а	1,18	6,6	1,4	5,6	4
Стекло	б	2,5	58	21,5	40	10
Пирекс	а	2,32	39,7	25	23	62
Мрамор	в, г	2,7—2,9		20—35		60±40
Известняк	в, г	2,3—2,5		35—40		40±30
Гранит	в, д	2,6—2,7		10—31		70±20
Песчаник	в	2,1—2,6				25±20
Сланец	в	2,7				70—100
Диабаз	в	3,02		35		80
Базальт	в	3,0		25		85
Таконит	д	3,23—3,44				91—102
Кварцит	д	2,17		29		69
Мел	е	2		3		5

Примечания:
а — Grey, D. W. Am. Inst. Phis. Handbook, Mc — Grow — Hill, N. J., 1957.
б — Lindsov, R. B. Phisical Mechanics, D, Van Nostrand Co., N. J., 1960.
в — Obert, L. и W. J. Duvall, Rock Mechanics... John Wiley and Co, N. J., 1967.

9.2.2. Эмпирические значения модулей и пределов прочности

В табл. 9.2 приведены значения K, E, G, ν, λ, c_l, $c_п$, C_0, S_0 и T_0 для твердых материалов, имеющих важное значение при промышленных взрывных работах, применении детонирующих ВВ в военных целях и в других областях. Они иногда сильно отличаются для одного и того же материала, вероятно, по одной причине, состоящей в том, что небольшие количества примесей нередко вызывают значительные изменения пористости и других факторов, влияющих на модули. Кроме того, модули сильно зависят от предистории образца и метода их измерения. По этим и иным причинам значения модулей горных пород редко являются достоверными, если не учтены все факторы, в особенности плотность, которая позволяет определить пористость по максимальной плотности для породы данного вида. То же самое относится к пределам прочности на сжатие (C_0), на сдвиг (S_0) и на разрыв (T_0), которые

ТАБЛИЦА 9.2

$c_{п}$ **и пределов прочности для некоторых твердых материалов**

Коэффициент Пуассонв	c_l, км/с	$c_{п}$, км/с	Средний предел ствтической прочности, $1\cdot10^8$ Пв		
			C_0	S_0	T_0
0,36	6,4			1,2	2,0
0,37	5,0			2,0	3,0
0,3	5,9			10	10
				(5,4)	
0,43	1,96			0,1	0,1
				(0,15)	
0,4	2,68			(0,8)	
0,3	6,1			(0,5)	
0,24	5,64				
	5,3—6,4	3,3	0,6—2,5		0,02
					0,06
0,24—0,32	2,9—5,0	2—3	0,3—2,5	0,15	0,03
				(0,2—0,5)	0,08
0,2—0,33	5,6		1,5—2,9	0,22	0,07
				(0,3—0,6)	
	3,05		0,3—2,4	0,17	0,09
				(0,2)	
0,26			0,7—2,3	0,08	
0,15	5,2		3,0		
0,33	6,6	3	0,8—3,6	0,3	0,15
0,26—0,24	5,1—5,9	3,2—3,7	3,3—4,4		0,2—0,3
0,28—0,15	5,0	3,3	3,8	(0,6)	0,18
	2,3	0,13			

г — Clark, G. B. Min. Research. Vol 2, Pergamon Press. N. J., 1962.
д — Paone, J., at al., Drillability Studies, Bur. Mines R 16880, 1966.
е — Duvall. W. J. and Atchison, ibid R 15356, 1957.
Значения S_0, указанные в скобках, заимствованы из работы [10] и соответствуют нулевому давлению.

сильно зависят от пористости. Кроме того, динамические модули зависимости «напряжение — деформация» и динамические пределы прочности для твердых материалов могут часто значительно отличаться от их статических величин.

Для измерения «динамических» пределов прочности на разрыв Хино [8] разрушал пластинки горных пород в условиях одноосного нагружения. Его данные были не очень надежны вследствие довольно большого разброса. Иоганссон и Перссон [10] отводили важную роль при взрывном разрушении усилиям сдвига и поэтому составили таблицу значений предела прочности сдвигу S_0 (но не T_0) для некоторых горных пород. Они показали, что предел статической прочности сдвигу для гранита монотонно возрастал с увеличением нормального (бокового) сжатия от $6\cdot10^7$ Па при нулевом до $6\cdot10^8$ Па при боковом давлении $6\cdot10^8$ Па. По их данным, предел прочности сдвигу для плексигласа при изменении бокового давления изменяется линейно от $8\cdot\cdot10^7$ Па при нулевом боковом давлении до $1{,}8\cdot10^8$ Па при боковом

давлении $5 \cdot 10^8$ Па. Боковое сжатие, по их данным, не оказывает влияния на предел прочности сдвигу свинца и стали-серебрянки, который составляет соответственно $1{,}5 \cdot 10^7$ и $5{,}4 \cdot 10^8$ Па независимо от бокового давления. Максимальные значения предела прочности сдвигу для трех видов гранита составляли $9{,}7 \cdot 10^8$; $1{,}02 \cdot 10^9$ и $1{,}19 \cdot 10^9$ Па, тогда как при нулевом боковом давлении значения S_0 составляли соответственно $6 \cdot 10^7$; $4 \cdot 10^7$ и $3 \cdot 10^7$ Па.

Согласно Грегори [7], модуль Юнга E для (сухого) песчаника уменьшается с $9 \cdot 10^{10}$ Па при 2%-ной пористости до $4 \cdot 10^{10}$ Па при 7%-ной пористости и до $1{,}5 \cdot 10^{10}$ Па при 30%-ной пористости. В то же время величина K уменьшается с $4{,}5 \cdot 10^{10}$ Па при нулевой пористости примерно до $1 \cdot 10^{10}$ Па при 30%-ной пористости. Значения $\log c_l$ и $\log c_п$ также находились в линейной зависимости от пористости и изменялись от $c_l = 5{,}7$ км/с и $c_п = 3{,}4$ км/с при нулевой до $c_l = 3{,}1$ км/с и $c_п = 1{,}8$ км/с при 30%-ной пористости. Таким образом, бессмысленно приводить значения K, G, E и скорости звука в породе, не указывая ее плотность (и, следовательно, пористость).

9.2.3. Сопоставление динамических и статических свойств твердых материалов

В табл. 9.3 для сравнения приведены статические и динамические характеристики некоторых горных пород.

Можно предположить, что некоторое различие между динамическими и статическими свойствами твердых материалов обусловлено ударным нагреванием. Ударное нагревание невелико [4, 5] и к тому же при обычной взрывной отбойке и во многих военных и иных областях применения взрыва ударные волны обычно даже не возникают. Например, предельное давление $p_п$ для стали составляет более $4 \cdot 10^{10}$ Па. Кроме того, если учесть весьма высокие значения пределов прочности стали на разрыв и сдвиг, то станет ясно, что при непосредственном воздействии на сталь ударных нагрузок от взрыва зарядов бризантных ВВ ударные волны обычно вообще не возникают. Струи кумулятивных зарядов создают ударные давления, вызывающие в стали пластическое течение, как и в упомянутых выше экспериментах Иоганссона и Перссона [10], которые создавали высокие давления ударом пластинок. Однако эти эксперименты имели специальное назначение.

Горные породы в некотором отношении подобны стали и обычно имеют высокую прочность на сжатие. При обычной взрывной отбойке в них не возникают ударные волны, поскольку для пород с не очень высокой пористостью предельные давления слишком велики. Горные породы имеют значительно более низкие пределы прочности на сдвиг и особенно — на разрыв, поэтому успешный результат взрыва определяется главным образом волнами разгрузки, создающими усилия растяжения и сдвига.

Скорость распространения трещин $V_{тр}$ в стали, крепких горных породах и стекле исследовалась Рейнхартом и Пирсоном [15] и Иоганссоном и Перссоном [10]. Некоторые скорости для упомянутых, а также для ряда других твердых материалов приведены в табл. 9.4.

Характеристики некоторых горных пород

Порода	Источник данных	Значения модулей, 1·10–11 Па								Предел прочности, 1·10⁸ Па			
		K		G		E		ν		C_0		T_0	
		(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)
Кварцит	7а			40	29	86	65	0,083	0,17				
Конгломерат	7а			38	31	77	70	0,024	0,13				
Песчаник	7а, б, 8	45		11,5	9,6	26 90	25 33—43	0,133 0,25	0,28 —				
Гранит	7в, 8	135		10,2		20,4	48 (70)			(3,0)	(1,0) 1,0	0,08 0,36	0,075
Мрамор ($\rho_1=2{,}67$ г/см³)	7в, 8	300					64—90				0,67—0,82	0,07—0,3	0,055
Базальт ($\rho_1=2{,}67$ г/см³)	7в	54	(25)										
Габбро ($\rho_1=3$ г/см³)	7в	230											
Сланец ($\rho_1=2{,}3$ г/см³)	7в	92											
($\rho_1=1{,}5$ г/см³)	7в	75											
Известняк ($\rho_1=2{,}5$ г/см³)		110											

Примечание.
Значения, приведенные в скобках, взяты из работы [10], в которой минимальное время приложения нагрузки для (1) составляло менее 10^{-4} *с*, а максимальное время приложения нагрузки для (2) было более 10^4 с;
7а — работа [7], статья A. R. Gregory;
7б — работа [7], статья R. B. Sutherband;
7а — работа [7], статья A. J. Chaboi, принимавшего $K=\rho_1(dp/d\rho)\rho=\rho_1$.

ТАБЛИЦА 9.4

Сравнительные данные скорости распространения трещин $V_{тр}$ со скоростями c_l, $c_п$ и $c_р$ (рэлеевской)

Материал	Скорость, км/с			
	$V_{тр}$	c_l	$c_п$	$c_р$
Стекло	1,6	6,8	3,3	3,3
Свинец		2,2*	0,7*	
Сталь (0,11% C, 0,08% P)	0,8	5,4	3,1*	3,2
Алюминий		6,4*	3,1*	
Изверженная твердая порода	1,9	6,5	3,7	3,8
Гранит	1,0	(5,6)		
Плексиглас		2,65*	1,23	
Окись магния	7,2	18,0		12,0
Сапфир	4,5	11,2		5,6

* Эти значения заимствованы из работы [15], остальные — из работы [10].

9.3. ИЗУЧЕНИЕ УДАРНОГО ПРИЛОЖЕНИЯ НАГРУЗКИ К ПРОЗРАЧНЫМ ТВЕРДЫМ МАТЕРИАЛАМ

9.3.1. Методика и задачи исследований

Наряду с аналогичными исследованиями, проведенными в других лабораториях, изложенная в этом разделе работа выполнена в лаборатории автора в Научно-исследовательском институте металлов и взрывчатых веществ (Университет штата Юта) Клеем и др. [3] в плексигласе, стекле и других прозрачных твердых материалах. При этом использовалась фотосъемка с частотой около 1 миллиона кадров в секунду, фоторегистрация со скоростью развертки изображения до 4,4 км/с, причем фоторегистрация ударных волн и эффектов при их взаимодействии производилась в проходящем свете как расходящихся, так и параллельных лучей. Была сделана сравнительная оценка осевого и бокового импульсов взрыва заряда, изучено взаимодействие ударных и отраженных волн с поверхностями раздела между жидкой и твердой средой и между двумя твердыми средами, затухание ударных волн, скорость смещения свободной поверхности и др. Схема фотосъемки в проходящем рассеивающемся свете показана на рис. 9.6, *а*, а схема фотосъемки в проходящих параллельных лучах — на рис. 9.6, *б*. Последняя включала конденсатор емкостью 262 мкФ, заряженный до 850 В, при разряде которого через проволочку диаметром 0,033 мм и длиной 2 мм из сплава серебра с медью состава 85/15 происходил взрыв и возникала световая вспышка постоянной интенсивности длительностью около 40 мкс. Источник света помещали на расстоянии, слегка превышающем фокусное расстояние ахроматической линзы большого диаметра. Чтобы обратить расширяющееся облачко светящейся плазмы в точечный источник света, на расстоянии 19 мм от взрывающегося проволочного мостика в фокусе линзы размещали диафрагму с отверстием диаметром 1 мм.

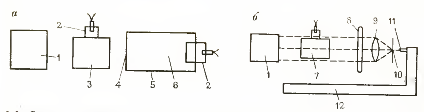


Рис. 9.6. Схема устройства для фоторегистрации ударных волн и процессов разрушения в проходящем свете:

а — с подсветкой от взрыва заряда ВВ; *б* — с подсветкой от взрывающейся проволочки; *1* — скоростная фотокамера; *2* — заряд ВВ; *3* — прозрачный твердый материал; *4* — прозрачный экран; *5* — картонная труба; *6* — воздух; *7* — прозрачный образец; *8* — защитная стеклянная пластинка; *9* — линза; *10* — диафрагма с отверстием; *11* — источник света с взрывающейся проволочкой; *12* — стальная двутавровая балка

Момент световой вспышки от взрыва проволочного мостика сопровождался замыканием цепи электрической дугой. Кроме прозрачных твердых материалов, таких, как обычное стекло, большие прозрачные монокристаллы, термореактивные пластмассы и плексиглас, Клей и др. для изучения затухания ударных волн и других волновых эффектов использовали также воду и бесцветный желатин.

Прохождение по образцу фронта ударной волны или волны разгрузки становится заметным потому, что они вызывают изменение плотности, температуры и ориентации молекул, которые, в свою очередь, изменяют показатель преломления и, следовательно, отклонение лучей света, проходящих через область воздействия ударной волны. В результате рассеяния света возникает потемнение, очевидно, пропорциональное интенсивности ударной волны. На фотопленке часть области воздействия ударной волны отображается потемнением. При подсветке параллельными лучами получается очень контрастное изображение, тогда как при подсветке расходящимися лучами света ударный фронт виден в виде тени, интенсивность которой пропорциональна интенсивности ударной волны.

На рис. 9.7 показана серия фотографий, снятых в проходящем рассеивающемся свете с частотой около 1 миллиона кадров в секунду; на них показано взаимодействие двух наклонных ударных фронтов в плексигласе. Для этого взрывом небольших зарядов пентолита у верхних противоположных граней плексигласового блока были одновременно возбуждены две ударные волны. На первом кадре (в верхнем левом углу) видны два косых ударных фронта, приближающиеся друг к другу и сопровождаемые соответствующими волнами разгрузки. Видны также волны разгрузки, отразившиеся от свободной поверхности и распространяющиеся от краев зон сжатия. На кадре № 4 фронты ударных волн только что прошли сквозь друг друга, но на кадре № 5 еще не заметно ни изменения кривизны каждого из фронтов, ни наличия разрежения между ними. Однако на кадре № 6 зона разрежения уже видна на середине расстояния между двумя взаимодействующими фронтами и несколько впереди основных волн разгрузки. Это является первым признаком любого взаимодействия. К этому моменту становятся вполне заметными отраженные волны разгрузки у граней блока. На кадре № 9

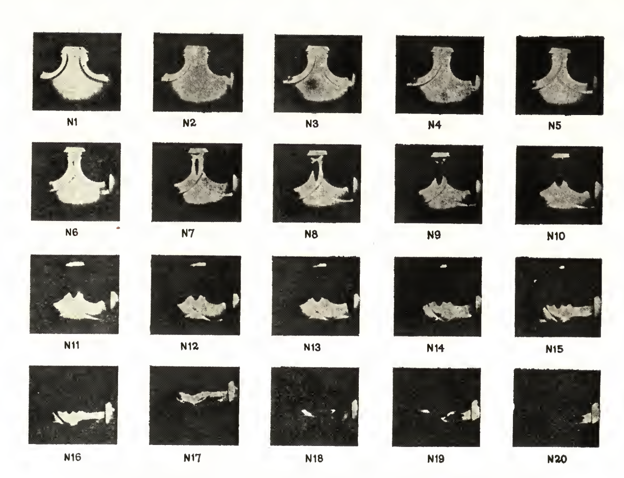


Рис. 9.7. Прохождение друг через друга ударных волн, возбужденных в плексигласе взрывами двух зарядов

первичные волны разгрузки сливаются с зоной разгрузки, образовавшейся в результате взаимодействия фронтов, но конец этой зоны еще прослеживается на кадре № 17.

Серии фотоснимков, подобных приведенным на рис. 9.7 и 2.11 показывают, какие большие возможности в расширении представлений об ударных и отраженных волнах открывает использование плексигласа и скоростной фотосъемки с задней, фронтальной и боковой подсветкой.

9.3.2. Сравнение осевого и бокового импульсов взрыва

Детонация заряда имеет направленность благодаря потоку массы в головной части детонационной волны. Осевой импульс, т. е. импульс, который воспринимается объектами, расположенными у торца цилиндрического заряда или у конической облицовки кумулятивного заряда (см. раздел 8), отличается по величине и по времени, необходимому для его восприятия (или передачи), от бокового импульса, воспринимаемого объектами в направлении, перпендикулярном к распространению детонации. Без учета осложняющего влияния переходной зоны или зоны нарастания скорости детонации, боковой и осевой импульсы для заряда данного диаметра имеют еще следующие важные отличия.

1. Боковой импульс нарастает постепенно, и длительность его нарастания определяется длиной заряда, тогда как осевой импульс создается концом заряда за сравнительно короткий промежуток времени.

2. Давление, создаваемое боковым импульсом, меньше давления от осевого импульса. Это можно доказать сравнением скорости металлических пластинок, метаемых взрывом заряда, или измерением скорости ударных волн в плексигласовых пластинках-свидетелях.

На кадрах скоростной фотосъемки распространения ударных волн в блоках плексигласа, снятых в проходящем рассеивающемся свете, лег-

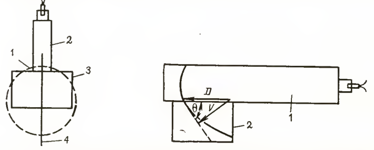


Рис. 9.8. Схема фоторегистрации скорости ударной волны от осевого импульса взрыва в блоке плексигласа в проходящем свете:

1 — подсветка проходящим светом; *2* — заряд; *3* — блок плексигласа; *4* — щель фотокамеры, работающей в режиме развертки изображения

Рис. 9.9. Схема измерений и диаграмма тнпнчиой фоторегнстрацин следов ударных волн:

1 — заряд состава В квадратиого сечения (5×20 см); *2* — блок плексигласа (5×4,1×15 см)



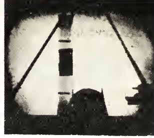


Рис. 9.10. Распространение ударной волны, возбужденной осевым импульсом взрыва заряда состава С-4 ($d=16$ мм, $l=25$ мм), в бруске плексигласа с площадью поперечного сечения 6,5 см^2

ко усматривается хорошо известный факт, что ВВ с более высокой скоростью детонации создают ударные волны с более высокими начальными скоростями и более темными, широкими и интенсивными видимыми следами ударных волн, чем ВВ с более низкой скоростью детонации. К тому же скорость и интенсивность всех неподдерживаемых ударных волн быстро затухают. На основе таких наблюдений и уравнения (9.5) можно определить соотношение между скоростью ударной волны и давлением в ударной волне в плексигласе. Потемнение фотопленки является относительной мерой интенсивности ударной волны. С помощью этих критериев по фотоснимкам была сделана сравнительная оценка осевого и бокового импульсов при взрыве заряда состава В. Начальная скорость ударной волны в плексигласе, вызванной осевым импульсом взрыва незамкнутого заряда состава В диаметром 5 см и длиной 25 см (рис. 9.8), установленная по следу на фотографии, снятой скоростной камерой в режиме развертки, составляла 6,2 км/с. Начальная скорость ударной волны, возбужденной в блоке плексигласа боковым импульсом такого же заряда (рис. 9.9), вычисленная по известной скорости детонации состава В (7,8 км/с) и углу наклона контура ударной волны, составила 4,9 км/с. До такого значения скорость ударной волны от осевого импульса понижалась, пройдя в плексигласе расстояние 2,4 см.

В длинном бруске плексигласа квадратного сечения наблюдалось интересное отражение ударной волны, возбужденной осевым импульсом. На кадрах, снятых в проходящем свете как параллельных, так и расходящихся лучей, была видна ударная волна, движение которой по плексигласу было очень похоже на распространение теоретической «головной части детонационной волны» в цилиндрических зарядах детонирующих ВВ [5]. На рис. 9.10 показаны кадры фотосъемки, соответствующие моментам времени 7, 13 и 18 мкс после входа ударной волны в плексиглас, а на рис. 9.11 наблюдавшиеся процессы показаны для пояснения графически. Снимки показали, что:

1) радиус кривизны ударного фронта в установившемся режиме распространения примерно в 3 раза превышал размер диагонали поперечного сечения блока;

2) боковая волна разгрузки распространялась в осевом направлении со скоростью, составлявшей несколько меньше половины скорости ударного фронта, так что область высокого сжатия имела вид усеченной правильной прямоугольной пирамиды, высота которой возрастала пропорционально времени и после достижения установившегося состояния стала примерно равной стороне основания;

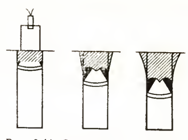


Рис. 9.11. Схема развития процессов, показанных на кадрах рис. 9.10

3) темная зона, представлявшая собой раздробленный плексиглас, часто простиралась в область между усеченной пирамидой и гранями блока, но ни в одном случае не проникала внутрь замкнутого контура (пирамиды), что означало наличие там области сжатия (следует ожидать, конечно, снижения давления в головной части ударной волны за ее фронтом, если использовать здесь этот термин по аналогии с головной частью детонационной волны).

9.3.3. Взаимодействие волн у поверхностей раздела

Ударная волна, идущая по среде с волновым импедансом $(\rho_1 V)_{ид}$ (где ρ_1 и V обозначают соответственно плотность невозмущенной среды и скорость идущей волны), сталкиваясь с поверхностью раздела двух сред, может отразиться обратно в первую среду как волна сжатия, волна разрежения или разгрузки или может не отразиться совсем в зависимости от того, имеет ли среда за поверхностью раздела соответственно более высокий волновой импеданс $(\rho_1 V)_{пр}$, более низкий волновой импеданс или одинаковый волновой импеданс. Указанные закономерности подтверждены экспериментами.

Для удобства уравнения несоответствия импедансов приведем в следующей форме:

$$p_{пр} = p_{ид} \frac{2(\rho_1 V)_{пр}}{(\rho_1 V)_{пр} + (\rho_1 V)_{ид}}; \qquad (9.8а)$$

$$p_{отр} = p_{ид} \frac{(\rho_1 V)_{пр} - (\rho_1 V)_{ид}}{(\rho_1 V)_{пр} + (\rho_1 V)_{ид}}. \qquad (9.8б)$$

Если импеданс второй среды такой же, как и первой среды, то давление в прошедшей волне будет таким же, как и в идущей. Если $(\rho_1 V)_{пр} \gg (\rho_1 V)_{ид}$, то $p_{пр} = 2p_{ид}$, но если $(\rho_1 V)_{пр} \ll (\rho_1 V)_{ид}$, то идущая волна полностью отразится как волна разрежения, так что $p_{пр} = 0$ и $p_{отр} = -p_{ид}$.

9.3.4. Условие отражения от свободной поверхности

Этим условием является $(\rho_1 V)_{пр} \ll (\rho_1 V)_{ид}$. Оно хорошо выполняется для ударной волны на поверхности раздела плексигласа с воздухом (рис. 9.12). Когда суммарное давление $(p_{ид}+p_{отр})$ во взаимодействующих волнах становится равным T_0, т. е. пределу прочности материала на разрыв, взятому со знаком минус, возникает разрывное разрушение в виде откольного слоя, который отлетает от плексигласового блока со скоростью $V_{сп}=2u$. В общем случае, если максимальное давление в идущей волне составляет nT_0, то образуется n откольных слоев [8]. По существу таким же путем происходит разрушение углов блока [15]. Однако изучение кадров скоростной фотосъемки распространения в плексигласе ударной волны, возбужденной осевым импульсом взрыва заряда состава В (при котором $p \gg T_0$), показало, что вместо образования отдельных откольных слоев по мере распространения отраженной от свободной поверхности волны растяжения в глубь блока происходило постепенное потемнение плексигласа, как будто бы он не имел никакой прочности на разрыв и отколы происходили непрерывно, т. е. если бы $n \gg 1$. (Это свойство является особенно желательным, когда необходимо использовать плексиглас в качестве детектора волн разрежения). Очевидно, что под воздействием сильных ударных волн плексиглас ведет себя почти подобно жидкости. Чтобы вызвать в плексигласе откольные разрушения, достаточно очень слабой ударной волны. Для доказательства этого были использованы плексигласовые стержни различной длины, в которых взрывами зарядов состава В ($d=32$ мм, $l=50$ мм) возбуждались ударные волны (рис. 9.13). При длине стержня $x=10$ см никакого разрушения плексигласа у свободной поверхности не происходило. Однако при $x=5{,}6$ см произошел один четкий откол, а при $x=5{,}3$ см возник еще один откольный слой. В интервале $3{,}8<x<5{,}0$ см число откольных слоев очень быстро увеличилось с двух до бесконечности, как приближенно показано на рис. 9.14.

Из-за низкого динамического предела прочности на разрыв у плексигласа для изучения разрушения при динамическом растяжении были предприняты поиски более подходящего прозрачного твердого материала.

При скорости ударной волны в брусках первичного кислого фосфата аммония ($NH_4H_2PO_4$) размером 7,6×7,6×5 см, равной 6,5 км/с, материал становился непрозрачным сразу за ударным фронтом. Подобные твердые непористые материалы не разрушаются волнами сжатия, поэтому пришли к выводу, что этот эффект был обусловлен изменением прозрачности, а не разрушением материала.

Растяжение | Сжатие

Рис. 9.12. Диаграммы напряжений, возникающих при отражении ударной волны от свободной поверхности в соответствии с уравнением (9.8б)

Хотя стекло считалось слишком дорогостоящим для указанной цели, проведенные исследования показа-

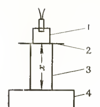




Рис. 9.13. Схема эксперимента для наблюдения затухания ударной волны в плексигласовом блоке:

1 — заряд; *2* — тонкий металлический экран; *3* — плексигласовый стержень диаметром 38 мм; *4* — плексигласовый блок (7,6×7,6×3,8 см)

Рис. 9.14. Зависимость числа откольных слоев *n* от длины стержня

ли, что при возбуждении ударных волн средней интенсивности на конце стеклянных пластинок возникали множественные отколы. При этом скорости были дозвуковыми (рис. 9.15).

9.3.5. Взаимодействие волн на поверхностях раздела между твердыми средами

На кадрах скоростной фотосъемки процесса прохождения ударной волны, возбужденной боковым импульсом взрыва заряда по схеме, приведенной на рис. 9.16, через поверхность раздела между двумя блоками плексигласа обнаруживается важность плотного прилегания поверхностей блоков. Этот фактор также проявлялся на рис. 9.15, причем на каждой поверхности раздела «стекло — стекло» обнаруживалось ясно выраженное взаимодействие волн. На основе критерия пропорциональности между степенью потемнения плексигласа и интенсивностью ударной волны установлено, что грубая, шероховатая поверхность раздела между двумя блоками отражала около 75% падающей волны. Если поверхности блоков были гладкими и хоршо прилегающими друг к другу, то отражение уменьшалось до 10%. Однако, когда поверхности были смочены дихлорэтиленом, плотно сжаты и в таком состоянии склеены, то отражение стало незначительным, свидетельствуя о необходимости плотного контакта для эффективного прохождения ударных волн в подобных материалах и являясь примером условий полноты передачи энергии ударной волны.

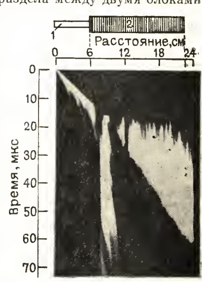
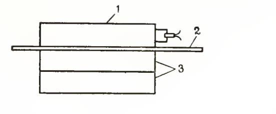


Рис. 9.15. Пластическая волна высокой интенсивности в стеклянной пластинке ($V=3,4$ км/с):

1 — заряд ВВ; *2* — пакет стеклянных пластинок



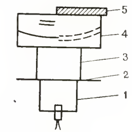


Рис. 9.16. Вид через объектив фотокамеры устройства для фотосъемки в проходящем свете процесса прохождения волны через поверхность раздела между двумя блоками плексигласа:

1 — заряд литого ВВ квадратного сечения (S=5 см², l=15 см); *2* — стальная пластинка; *3* — два блока плексигласа квадратного сечения (S=5 см², l=15 см)

Рис. 9.17. Схема устройства и результаты действия в плексигласе слабых ударных волн, отраженных от поверхности среды с низким (воздух) и высоким (сталь) импедансом:

1 — заряд состава С-4 диаметром 32 мм и высотой 50 мм; *2* — тонкий металлический экран; *3* — стержень из плексигласа диаметром 3,8 см и длиной 5,1 см; *4* — блок плексигласа (7,6×7,6×3,8 см); *5* — стальная пластинка толщиной 0,6 см

Изучение серии кадров скоростной фотосъемки процессов в устройстве, подобном изображенному на рис. 9.16, в котором, однако, наружный блок плексигласа был заменен плотно прилегающим стеклянным, показало, что поверхность раздела блоков при этом отражала около половины ударной волны (конечно, также в виде ударной волны). Подставив в уравнение (9.8б) значение акустического импеданса для стекла (2,5 г/см³×3 км/с) и измеренную величину волнового сопротивления плексигласа (1,18 г/см³×3,1 км/с), получили давление в отраженной ударной волне, равное 0,35 $p_{нд}$, что качественно согласовывалось с результатами наблюдения только при акустическом импедансе 7,5 г/см³·км/с. (Возмущение в стекле представляло собой дозвуковую пластическую волну или нестабильную ударную волну, не замаскированную волной с постоянной (звуковой) скоростью. Однако для качественной оценки можно использовать скорость волны, измеренную по следу на рис. 9.15).

Устройство, схематически показанное на рис. 9.17, дало возможность получить серию кадров, позволявших сравнить поведение ударных волн в средах с резко различными импедансами. Интенсивность ударной волны от взрыва заряда стандартного ВВ была понижена настолько, чтобы ее уровень был недостаточен для возбуждения в плексигласе пластической волны, но оставался достаточно высоким, чтобы вызвать отколы у свободной поверхности (см. рис. 9.14). Свободная поверхность крайнего блока плексигласа была наполовину покрыта стальной пластинкой, позволявшей отразить идущую ударную волну в качестве волны сжатия и сравнить ее поведение с отраженной от свободной поверхности плексигласа волной разгрузки. Результаты согласовывались с уравнением (9.8б). У свободного участка поверхности плексигласового блока возникли два откольных слоя, тогда как на участке, покрытом

пластинкой с высоким импедансом, видимая ударная волна отразилась в прозрачной среде. Фронт отраженной волны казался темным, тогда как отраженная волна сжатия была светлее окружающего фона, и поэтому казалось, что она опережает фронт волны разгрузки. Обнаруженное влияние узкого воздушного зазора между двумя блоками (см. рис. 9.16) и зазоров в пакетах стеклянных пластинок (см. рис. 9.15) на прохождение ударных волн побудило выполнить специальное исследование влияния толщины отражающего прослойка на интенсивность прошедших и отраженных волн. Для этого пластинка с высоким импедансом была плотно зажата между двумя блоками плексигласа, что позволило сфотографировать распространение ударных волн. Схема такого «бутерброда» показана на рис. 9.18. Поверхности плексигласовых блоков, соприкасающиеся с металлической пластинкой, были смочены дихлорэтиленом и блоки вместе с вложенной между ними пластинкой были сжаты и выдержаны под давлением до склеивания. Использованные пластинки латуни имели толщину 0,05; 0,25 и 1,55 мм. При минимальной толщине пластинки ударная волна от стандартного заряда пентолита проходила через нее в верхний блок плексигласа без заметного изменения интенсивности. Одновременно от нее отражалась обратно в первый блок плексигласа едва заметная в проходящем рассеивающемся свете ударная волна. Пластинка толщиной 0,25 мм отражала и пропускала ударные волны примерно одинаковой интенсивности. Прошедшая волна являлась сильной ударной волной, поскольку после отражения от свободной поверхности в качестве волны разрежения она производила типичные отколы. Отраженная волна не вызывала подобных отколов в первом блоке, как и должно быть в случае волны сжатия. Наконец, при толщине пластинки 1,55 мм интенсивность отраженной волны была такой же, как падающей, а интенсивность прошедшей ударной волны была настолько низкой, что она не производила каких-либо отколов у свободной поверхности, хотя отраженная волна слабо проступала на фотопленке. Наблюдение этой волны дополнительно подтвердило допущение о пропорциональности интенсивности визуально наблюдаемых и истинных ударных волн, но вызвало большое сомнение в возможности использования уравнений несоответствия импедансов к тонким пластинкам. Для проверки этого сомнения было исследовано распространение ударных волн в двух блоках плексигласа, склеенных описанным выше способом, но без металлической пластинки между блоками. В первом из них, взорванном через 24 ч после склеивания, были заметны очень слабые отраженные волны, тогда как во втором, взорванном неделю спустя, отраженные волны были еще слабее. Нельзя было установить, являлись ли отраженные волны отрицательными (волнами разгрузки) или положитель-

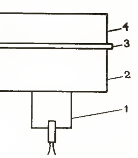


Рис. 9.18. Схема сборки для изучения поведения ударных волн при различной толщине отражающей (несоответствие импедансов) пластинки:

1 — заряд пентолита диаметром 25 мм и высотой 50 мм; *2* — блок плексигласа (7,6×7,6×5 см); *3* — латунная пластинка; *4* — блок плексигласа (7,6×7,6×2,5 см)

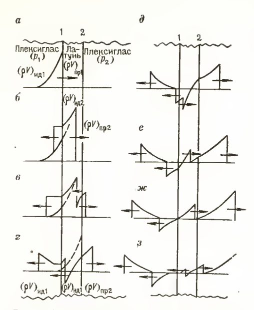


Рис. 9.19. Качественная схема движения ударной волны через среду, включающую прослойку с более высоким импедансом (например, плексиглас — латунь — плексиглас)

ными, но во всяком случае влияние склейки было незначительным. Рис. 9.15, напротив, показывает, насколько возрастает отражение волн, если просто сложить стопку пластинок, не склеивая их друг с другом. На нем показан след ударной волны, переданной в пакет стеклянных пластинок (5×5×0,6 см) взрывом заряда детонирующего ВВ. Несмотря на то что на поверхностях раздела между пластинками происходило сильное отражение света, прежде чем до них доходила ударная волна, характер следа не оставлял сомнения в том, что на каждой поверхности раздела происходила значительная интерференция волны давления. Волна сжатия в пакетах стеклянных пластинок имела дозвуковую (в среднем около 3,5 км/с) и, по-видимому, несколько непостоянную скорость, т. е. при данном источнике взрывной нагрузки (заряде детонирующего ВВ) имела характер пластической или нестабильной ударной волны. Положение в этом случае можно сравнить с условиями взрывного разрушения крепких горных пород, когда возникают или дозвуковые, нестабильные ударные и пластические волны и лишь в некоторых видах пород — звуковые волны, тогда как ударные волны возникают в непосредственной близости от взрывных скважин.

Изложенные результаты экспериментов с трехслойными блоками потребовали переоценки уравнений (9.8а) и (9,8б). Допустим, что ударная волна, падающая на латунную пластинку блока, изображенного на рис. 9.18, имеет профиль, показанный на рис. 9.19. Если уравнения несоответствия импедансов полностью применимы к взаимодействию волн у поверхностей раздела *1* и *2*, то идеализированная качественная картина результатов этого взаимодействия была бы такой, как показано на рис. 9.19. Обозначим, как показано на рис. 9.19, волновые сопротивления первой среды, латунной пластинки и второй среды соответственно через $(\rho_1 V)_{ид1}$, $(\rho_1 V)_{пр1}$ и $(\rho_1 V)_{пр2}$. Заметим, что на рис. 9.19, *а* и 9.19, *б* роль среды *1* остается той же самой, но обозначения первой среды и латунной пластинки изменены на противоположные. Из рисунков далее видно, что первая волна отразилась от поверхности раздела *1* в качестве волны давления, а все последующие отраженные волны являются волнами разгрузки уменьшающейся интенсивности. Наоборот, если бы плексиглас являлся прослойкой между двумя блоками латуни,

то первая отраженная волна являлась бы волной растяжения, а все последующие волны являлись бы волнами сжатия с уменьшающейся интенсивностью. В общем случае, если $(\rho_1 V)$ — импеданс первой и последней среды, а $n(\rho_1 V)$ — импеданс прослойки, в n раз больший, чем у первой среды, то при отсутствии затухания ударной волны внутри или на поверхности прослойки сумма амплитуд всех волн давления, отразившихся вслед за первой волной от поверхности раздела *1*, равна сумме амплитуд отрицательных отраженных волн. Очевидно также, что сумма амплитуд всех ударных волн, прошедших через поверхность раздела *2*, равна амплитуде падающей волны. Если теперь уменьшать прослойки до величины, перекрывающей серию прошедших волн, то они будут сливаться, образуя волну, подобную начальной ударной волне, тогда как волны, движущиеся в противоположном направлении, будут сходить на нет.

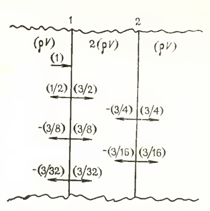


Рис. 9.20. Цифровая диаграмма волновых процессов, изображенных на рис. 9.19.

Пусть, например, $n=2$ и амплитуда падающей волны давления на поверхности *1* равна единице. Для этого случая на рис. 9.20 дана количественная диаграмма волновых процессов, показанных на рис. 9.19. Цифры в скобках показывают относительные величины амплитуд волн давления, стрелки указывают направления движения волн. Относительные максимальные давления в прошедших волнах образуют быстро убывающую геометрическую прогрессию с суммой $S_2={}^3/_4+{}^3/_{16}+{}^3/_{64}+ +\ldots=1$. При этом 94% суммы составляют два первых члена прогрессии. Аналогично, отраженная волна сжатия с амплитудой $^1/_2$ «уравновешивается» противоположной по знаку суммой амплитуд последовательности волн разгрузки $S_1=[{}^3/_8+{}^3/_{32}+{}^3/_{128}+\ldots]=-{}^1/_2$. Этот упрощенный анализ справедлив только при отсутствии затухания, плотном контакте сред по поверхностям раздела и при достаточно малой толщине прослойки, обеспечивающей эффективную суперпозицию волн на каждой поверхности раздела. Первое из условий не выполняется никогда, но может быть приближенно воспроизведено при использовании зарядов большого диаметра и небольшой длине пробега волн. Тем не менее затухание ударных волн должно вызывать относительное уменьшение величины каждого последующего члена прогрессии. Влияние качества контакта можно снизить до незначительной величины растворением поверхностного слоя плексигласа и последующего склеивания блоков под давлением.

Третье условие реализовывалось бы при тонких прослойках, если не учитывать описанный выше факт, что уравнения несоответствия импедансов перестают быть справедливыми, когда толщина прослойки уменьшается ниже определенной критической величины. Соотношение интенсивностей прошедшей и отраженной волны на поверхности про-

слойки зависит от толщины слоя отражающего материала, а также от соотношения импедансов двух материалов. Это справедливо для тонких слоев, расположенных как на свободной поверхности, так и между двумя слоями материала. Напротив, при очень малой толщине прослойки уравнение несоответствия импедансов теряет силу.

9.3.6. Затухание ударной волны в однородной среде

Измерение затухания ударной волны в плексигласе показало, что скорость возбужденной взрывом ударной волны вначале быстро затухала, а затем устанавливалась на постоянном уровне (около 2,8 км/с). По данным изготовителя, скорость звука в этом плексигласе равна 2,1 км/с. Скорость звука, измеренная в длинном тонком стержне плексигласа методом трубки Кундта, составила 1,96 км/с, т. е. значительно ниже, чем по данным Грея (см. табл. 9.2). Таким образом, данные были противоречивыми и поэтому было необходимо измерить скорость ударной волны путем фотографирования на достаточно длинном пути. Начальная скорость ударной волны, возбужденной взрывом заряда состава В (d=5 см, l=20 см) в блоке плексигласа (5×5×30 см) равнялась 6,25 км/с, а через 10 см пробега скорость затухала до 2,8 км/с и оставалась на этом уровне в остальной части блока. Ударная волна у свободной поверхности была слишком слабой, чтобы вызвать откольные разрушения плексигласа, но отраженную волну можно было заметить на расстоянии нескольких сантиметров. Таким образом, экспериментальные значения скорости не согласовывались с их значениями, вычисленными на основе модулей, указанных изготовителем, но согласовывались с данными Грея (см. табл. 9.2), Рейнхарта и Пирсона [15]. Заряды состава В той же самой величины создавали в воде ударные волны с начальной скоростью 5,75 км/с, затухавшие до 1,62 км/с у свободной поверхности на расстоянии 25 см от конца заряда. Скоростная фотосъемка в режиме развертки показала, что скорость слоя воды, «отколовшегося» от свободной поверхности, составляла 135 м/с.

Эксперименты со скоростной фотосъемкой по схеме, приведенной на рис. 9.8, позволяют получить количественные значения скорости детонации заряда, затухания скорости ударной волны в блоке плексигласа и скорости смещения свободной поверхности, причем плексиглас одновременно является экраном для продуктов детонации, позволяющим беспрепятственно наблюдать изменение скорости ударной волны и смещение свободной поверхности. При таком способе экранирования возникает вопрос о том, насколько снижается скорость смещения свободной поверхности блока на оси заряда при увеличении его толщины. Круговой сегмент плексигласа, заключенный внутри проекции цилиндрического заряда, замедляется соседним кольцом большего диаметра; соседнее внутреннее кольцо малой толщины замедляется этим кольцом и т. д. Короче говоря, возникает градиент скорости сегментов от периферии к оси. Если этот градиент обращается в нуль на некотором расстоянии от оси, то можно утверждать, что поток вдоль оси (наблюдав-

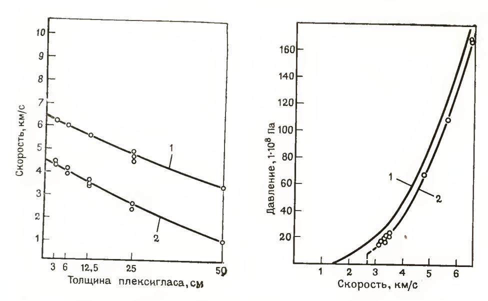


Рис. 9.21. Данные, полученные с помощью скоростной фотосъемки, при экспериментах по схеме рис. 9.8:

1 — ударная волна; *2* — смещение свободной поверхности

Рис. 9.22. Зависимости давления от скорости ударной волны в воде (*1*) и плексигласе (*2*)

шийся фактически) не подвергался затуханию по мере удаления от оси. Для определения градиента скорости смещения свободной поверхности были взорваны три одинаковых заряда на блоках плексигласа (см. рис. 9.8) толщиной 2,5 см, примерно равной радиусу заряда. При расположении смотровой щели скоростной фотокамеры параллельно оси заряда скорость смещения свободной поверхности на оси, на половине расстояния от оси заряда до края блока и на краю блока составляла соответственно 2,74; 2,65 и 1,63 км/с. Эти результаты показали, что градиент скорости на указанном расстоянии от оси был мал или незначителен, что подтверждало правильность техники эксперимента. Другое подтверждение состояло в том, что даже при среднем давлении плексиглас вел себя как жидкость. Следовательно, на осевом сегменте плексигласа не возникало практически никаких усилий сдвига. Путем изменения толщины плексигласовых блоков были получены экспериментальные данные, приведенные на рис. 9.21, по средним значениям которых проведены кривые, экстраполированные к нулевой толщине блока.

С помощью полученных кривых и уравнений несоответствия импедансов (9.8а) и (9.8б) можно проанализировать изменение давления в плексигласе. Приняв для состава В $\rho_1=1{,}7$ г/см^3, $D=7{,}8$ км/с и давление Чепмена — Жугэ, равное $2{,}35\cdot10^{10}$ Па в качестве $p_{нд}$, а для плексигласа $\rho_1=1{,}18$ г/см^3 и $V=6{,}27$ км/с (по кривой рис. 9.21), получим, что давление в прошедшей волне составляет $1{,}68\cdot10^{10}$ Па. Другой метод основан на использовании уравнения $p=\rho_1 V(V_{св.пов}/2$. Экстраполированные зна-

чения V и $V_{\text{св.пов}}$ соответственно составили 6,37 и 4,5 км/с. Отсюда давление в плексигласе у поверхности раздела составило $1{,}69 \cdot 10^{10}$ Па. Превосходное совпадение результатов, полученных двумя методами, свидетельствовало об отсутствии серьезных погрешностей как в технике экспериментов, так и в теоретических уравнениях. Оно показало также, что *давление во фронте детонационной волны является давлением Чепмена — Жугэ*. На рис. 9.22 показана кривая зависимости давления от скорости ударной волны в плексигласе, построенная на основе приведенного выше гидродинамического уравнения для p и данных рис. 9.21, а также кривая аналогичной зависимости для воды, построенная по данным для воды (раздел 5), полученным путем одновременного измерения (с помощью скоростной фотосъемки в режиме развертки) скоростей ударной волны и смещения свободной поверхности, и уравнению $p = \rho_1 V$. Соответствующая кривая $V(x)$ показана на рис. 9.23. Наконец, на рис. 9.24 сплошной кривой показана расчетная зависимость $p(x)$.

9.3.7. Аномальное увеличение давления

Вначале величина давления в воде, равная $1{,}4 \cdot 10^{10}$ Па, создаваемого ударной волной после прохождения слоя плексигласа толщиной около 0,3 см, показалась парадоксальной, поскольку давление ударной волны в воде при непосредственном контакте заряда состава В с водой составляло также $1{,}4 \cdot 10^{10}$ Па. Однако последующие эксперименты по-

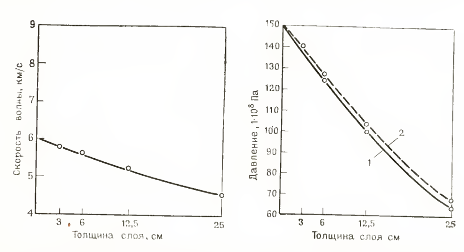


Рис. 9.23. Изменение скорости ударной волны в воде у поверхности раздела плексиглас — вода после прохождения через слой плексигласа различной толщины

Рис. 9.24. Изменение расчетного давления в воде у поверхности раздела плексиглас — вода после прохождения ударной волны от взрыва стандартного заряда состава В через слой плексигласа различной толщины по скорости ударной волны в воде (*1*) и по уравнению (9.8а) и величине $V_{\text{св. пов.}}$ (*2*)

казали, что когда между двумя различными средами помещали тонкую прослойку, то давление в прошедшей волне возрастало, если импеданс прослойки являлся средним между импедансами обоих сред. Применим уравнение (9.8а) и (9.8б) к поверхностям раздела сред в случаях, показанных на рис. 9.25, *а* и *б*, и сравним полученные результаты. Для первого случая уравнение несоответствия импедансов принимает следующий вид (положим для простоты $\rho_1 = \rho$):

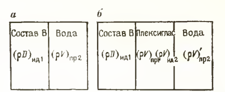


Рис. 9.25. Две комбинации сред для сравнения давления в прошедших ударных волнах

$$p_{пр2} = p_{ид1}\,\frac{2\,(\rho V)_{пр2}}{(\rho V)_{пр2} + (\rho D)_{ид1}}, \tag{9.8в}$$

тогда как для второго случая

$$p'_{пр2} = p_{ид2}\,\frac{2\,(\rho V)'_{пр2}}{(\rho V)'_{пр2} + (\rho V)_{ид2}} \tag{9.8г}$$

и

$$p_{пр1} = \frac{2\,(\rho V)_{пр1}}{(\rho V)_{пр1} + (\rho D)_{ид1}} \tag{9.8д}$$

Если теперь постепенно уменьшать толщину прослойки (плексигласа), то $p_{пр1} \longrightarrow p_{ид2}$ и $(\rho V)_{пр1} \longrightarrow (\rho V)_{ид2}$. Подставив эти изменения в уравнение (9.8г) и одновременно упростив его, получим

$$p'_{пр2} = p_{ид1}\,\frac{4\,(\rho V)_{пр1} + (\rho V)_{пр2}}{[(\rho V)_{пр1} + (\rho D)_{ид1}]\,[(\rho V)_{пр2} + (\rho V)_{пр1}]}. \tag{9.8е}$$

Разделив уравнение (9.8г) на уравнение (9.8д), получим

$$R = \frac{p'_{пр2}}{p_{пр2}} = \frac{2\,[(\rho V)_{пр2} + (\rho D)_{ид1}]\,(\rho V)_{пр1}}{[(\rho V)_{пр1} + (\rho D)_{ид1}]\,[(\rho V)_{пр2} + (\rho V)_{пр1}]}. \tag{9.8ж}$$

Для определения эффекта изменения $(\rho V)_{пр1}$ найдем максимум R, приравняв $dR/[d(\rho V)_{пр1}]$ к нулю. Очевидно, что это условие выполняется при

$$(\rho V)_{пр1} = [(\rho D)_{ид1}\,(\rho V)_{пр2}]^{1/2}. \tag{9.9}$$

Качественно эти результаты показаны на рис. 9.26. Плексиглас использованного сорта с импедансом $7{,}5\cdot 10^5$ единиц СГС не создавал оптимального согласования между составом В и водой. Материал с импедансом $8\cdot 10^5$ еще больше увеличил бы давление, передаваемое в воду, и позволил бы достигнуть теоретического оптимума. Однако на практике импеданс воды $(\rho V)_{пр2}$ возрастал с увеличением давления, что, в свою очередь, приводило к увеличению R; но это необходимо было определить экспериментально. Далее, как указывалось выше, на практике толщина прослойки должна быть небольшой, чтобы она удовлетворяла уравнению несоответствия импедансов.

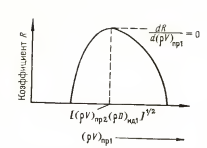


Рис. 9.26. Качественная диаграмма изменения коэффициента R передачи давления для комбинации сред, указанных на рис. 9.25 при $(\rho V)_{ид1} < (\rho D)_{ид1}$

Уравнение (9.8г) при нулевой толщине прослойки имеет вид

$$p'_{пр2} = p_{пр1} \frac{2(\rho V)'_{пр2}}{(\rho V)'_{пр2} + (\rho V)_{пр1}}. \qquad (9.8з)$$

Подставив значение $V_{пр2} = 6$ км/с, взятое по кривой рис. 9.23, $p_{пр1} = 1,68 \times 10^{10}$ Па по данным предыдущих исследований и $V_{пр1} = 6,37$ км/с, взятое по кривой рис. 9.21, в уравнение (9.8з), получим $p_{пр2} = 1,49 \cdot 10^{10}$ Па, что согласуется с величиной $1,50 \cdot 10^{10}$ Па, которую дает кривая на рис. 9.24, полученная, как упоминалось, более прямыми измерениями. Зависимость затухания давления от толщины слоя плексигласа была определена по кривой рис. 9.21 и уравнению $p = \rho_1 V(V_{св.пов}/2)$. Результаты указаны в табл. 9.5. Для сравнения данных табл. 9.5 с величинами, приведенными на рис. 9.24, табличные значения были приняты в качестве давлений в идущей волне и вычислены соответствующие значения давления в воде. Поскольку значения затуханий ударной волны в воде и плексигласе имеют близкие значения, не удивительно, что

$$2(\rho V)_{пр}/[(\rho V)_{пр} + (\rho V)_{ид}] = 0,89.$$

при всех значениях толщины. На основе этого коэффициента передачи и данных, приведенных ниже, построена пунктирная кривая (рис. 9.26).

Толщина плексигласа, мм . . .	0	3,2	6,4	12,7	25,4
Давление, $1 \cdot 10^{10}$ Па	1,68	1,54	1,42	1,16	0,75

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Becker, R., "Stosswelle und Detonation", *Zeitschrift fur Physik, 8,* 1922, p. 321.
2. Bridgman, P. W., *Proc. Am. Acad. Arts & Sci., 76,* 1, 1945.
3. Clay, R. B., M. A. Cook, and R. T. Keyes, "Shock Waves in Solids and Rock Mechanics", International Symposium of Mining Research (G. B. Clark, Editor), Vol. 2, Pergamon Press, New York, 1962, pp. 681-711.
4. Cook, M. A., *J. Appl. Phys. 30,* 725, 1959.
5. Cook, M. A., *The Science of High Explosives,* ACS Monograph No. 139, Reinhold Publishing Company, 1958 (currently published by Robert E. Krieger. Publishing Company, Huntington, New York, 11743).
6. Courant, R., and Friedrichs. K. O., *Supersonic Flow and Shock Waves,* Interscience Publishers, Inc., New York, 1948, p. 235.
7. Fairhurst, C., *Rock Mechanics,* The MacMillan Co., New York, 1963.
8. Hino, K., Theory and Practice in Blasting, Nippon Kayaha Co., Ltd., 1959.
9. Hugoniot, H., "Sur la Propagation du Mouvement Dans les Corps et Specialement Dans lex Gas Parfaits", *Journal de l'Ecole Polytechnique, 58,* 1889, p. 1.
10. Johansson C. H. and P. A. Persson, *Detonics in High Explosives,* Academic Press, New York, 1970.
11. Pack D. C., W. M. Evans, and H. J. James, *Proc. Phys. Soc. 60,* 1948, p. 1.

12. Penney W. G., and H. H. M. Pike, *Reports on Progress in Physics, 13,* 1950, p. 46.

13. Rankine W. J. M., "On the Thermodynamic Theory of Waves of Finite Longitudinal Disturbance", *Trans. Roy Soc.* (London), *160,* 1870, p. 277.

14. Rayleigh J., *Proc. Roy. Soc. 84,* 1910, p. 247.

15. Rinehart J. S. and J. Pearson, *Behavior of Metals Under Impulsive Loads,* Am. Soc. Metals, Cleveland, Ohio, 1956.

16. Seitz F. and Turnbull, D., *Solid State Physics,* Vol. 6, Academic Press, Inc., New York, 1958, p. 10.

17. Slater J. C. and N. H. Frank, *Mechanics,* McGraw-Hill Book Company, New York, 1947, p. 206.

18. Stokes E. E., "On a Difficulty in the Theory of Sound", *Phil. Mag. (3), 33,* 1848, p. 349.

19. Taylor, G. I., *Proc. Roy. Soc. 84,* 1910, p. 371.

20. Thomas L. H., "Note on Becker's Theory of the Shock Front", *J. Chem. Phys., 12,* p. 449.

10. МЕХАНИЗМ ВЗРЫВНОГО РАЗРУШЕНИЯ КРЕПКИХ ГОРНЫХ ПОРОД

10.1. ХАРАКТЕР ВЗРЫВНЫХ ВОЛН В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

При изложении теории разрушения горных пород наиболее важным вопросом является установление подлинного характера взрывных волн, возникающих в породе при детонации зарядов бризантных ВВ в шпурах или скважинах. Обычно горные породы, разрушаемые с помощью промышленных ВВ, разделяются на мягкие, крепкие и весьма крепкие. Примерами в порядке возрастания крепости являются мел, низкоплотные или пористые песчаники и известняки, сравнительно плотные песчаники и известняки, граниты и такониты. Дювалль и Атчисон [8] исследовали мел, песчаник плотностью 2,2 г/см^3 и, следовательно, с пористостью около 20%, мергель плотностью 2,1 г/см^3 и гранит плотностью 2,63 г/см^3. Они установили зависимость деформации от расстояния и времени. При определении характера взрывных волн в этих горных породах на основе принципов, изложенных в разделе 9, были использованы данные, заимствованные из работы Дювалля и Атчисона и приведенные в табл. 10.1 и 10.2 и на рис. 10.1—10.3.

ТАБЛИЦА 10.1

Характеристики взрывных волн в различных горных породах при взрывании зарядов полужелатина А ($\rho_1=1{,}15$ г/см^3, $D=3{,}65$ км/с, $p=4\cdot10^9$ Па) массой 3,6 кг

Порода	r*, см	ε_{max}, мм/м	$\varepsilon_{max}-\varepsilon_{min}$	$t_и$, мкс	$t_с$, мкс	$t_с/t_и$	$c_l/t_и$, см	$c_l/t_с$, см	Скорость, км/с
Гранит (c_l=5,63 км/с)	120	1,3	0,9	50	160	3,2	28	90	
	300	0,53	0,46	56	180	3,2	32	101	
	420	0,41	0,41	60	200	3,3	34	113	
	600	0,2	0,23	76	220	2,9	43	124	
Мергель (c_l=3,96 км/с)	120	2,4	1,05	120	380	3,1	47	150	
	300	0,8	0,55	240	700	2,9	94	280	
	420	0,5	0,39	340	900	2,8	135	375	
	600	0,27	0,22	420	1200	2,9	165	470	
Песчаник (V убывала с 3 км/с у скважины до 1,52 км/с на расстоянии 4,6 м)	120	2,5	1,9	76	1400	18,5	17**	340**	2,4
	300	0,65	0,5	260	2050	7,9	44**	350**	1,7
	420	0,35	0,3	400	3000	7,5	61	460	1,52
	600	0,19	0,19	660	5600	8,5	100	850	1,52
Мел (c_l=2,28 км/с)	120	2,40	2,0	140	2300	16,4	32	520	
	300	0,97	0,83	260	2800	10,8	59	635	
	420	0,62	0,58	340	3200	9,4	77	730	
	600	0,37	0,37	430	3600	8,4	98	810	

* r — расстояние до измерительного датчика, ε_{max} и ε_{min} — максимальное и минимальное значение относительной деформации, $t_и$ — время нарастания ε до ε_{max} и $t_с$ — время спада ε до ε_{min}.

** В этих случаях правильнее брать $Vt_и$, а не $c_l t_и$.

ТАБЛИЦА 10.2

Характеристики горных пород

Показатели	Гранит литонский	Мергель с Зеленой реки	Песчаник канавский	Мел из Нейбрэри
Плотность, г/см³	2,6	2,1	2,2	2,0
Предел прочности на сжатие, $1\cdot10^3$ Па	20,5	6,8	6,8	1,4
Предел прочности на разрыв, $1\cdot10$ Па	30		5	
Предельная относительная деформация при растяжении, $1\cdot10^{-4}$ Па	2,8		5	
Модули, $1\cdot10^5$ Па:				
E по данным Дювалля—Атчисона	20	8,2	6,8	5,1
расчетная величина при				
$\nu=0{,}33$	64	31	4,6	10
$\nu=0{,}2$	84	42	6,2	14
K расчетная величина при				
$\nu=0{,}33$	31	31	4,6	10
$\nu=0{,}2$	23	23	3,4	8
ρc_l^2	82	37	5,1	10
G по данным Дювалля — Атчисона	10	3,4	3,4	3,4
расчетная величина при				
$\nu=0{,}33$	24	12	2,6	2,6
$\nu=0{,}2$	35	17		
Скорость звука, $1\cdot10^{-1}$ км/с	5,63	3,96	1,52	2,28

Примечание.
Расчет произведен по уравнению $E=3c_l^2(1+\nu)(1-2\nu)/(1-\nu)=3K(1-2\nu)=2G(1+\nu)$.

Только в одной из указанных видов горных пород, а именно в песчанике имелось некоторое свидетельство существования (подтверждаемое одним из двух основных критериев) ударной волны. В этой породе Дювалль и Атчисон наблюдали распространение волн со скоростью, изменявшейся от 3 км/с вблизи скважины до 1,52 км/с на расстоянии 4,6 м от скважин, в которых были взорваны заряды полужелатина А массой 3,6 кг, имевшего плотность 1,15 г/см³ и скорость детонации 3,65 км/с. Расчетное давление в скважине при взрыве заряда этого ВВ составляло около $4\cdot10^9$ Па, но отношение $D/\dot{D}^*$ равнялось 0,65, что соответствовало 42% эффективности реакции в головной части детонационной волны. Кроме того, перед осмысливанием данных, приведенных в табл. 10.1 и 10.2 и на рис. 10.1—10.3, следует указать, что при измерениях Дювалля и Атчисона время детонации заряда l/D составляло 56 мкс. Следовательно, максимальное давление в скважине с учетом неидеальности взрывчатого превращения полужелатина А не возникало мгновенно. Эффективная сила и энергия должны быть пропорциональны площади Σ приложения импульсной нагрузки к породе:

$$\Sigma = 2\pi r_{\text{скв}} Dt, \tag{10.1}$$

где $r_{\text{скв}}$ — радиус скважины.

Заряды массой 3,6 кг, использовавшиеся Дюваллем и Атчисоном, имели диаметр 14 см и длину 20,6 см. К тому же, как показано Обер-

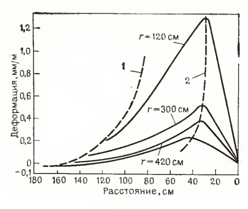
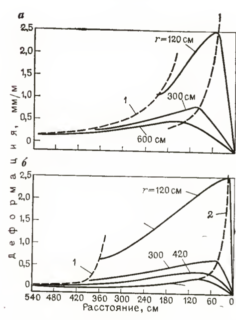


Рис. 10.1. Измеиеиие относительиой деформации в граните с расстояиием при взрыве зарядов аммиачио-селитрениого динамита (измерены от фронта волиы к скважиие):

1 и *2* — геометрическое место точек соответственно ε_{min} и ε_{max}



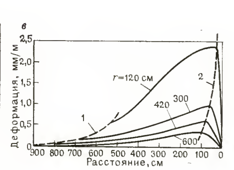


Рис. 10.2. Кривые отиосительиая деформация — расстояиие:

а — в мергеле; *б* — в песчанике с 20%-ной пористостью; *в* — в меле; *1* и *2* — геометрическое место точек соответственно ε_{min} и ε_{max}

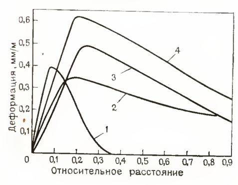


Рис. 10.3. Приближеииые кривые отиосительиая деформация — расстояние при взрываиии зарядов массой 3,6 кг иа удалеиии 420 см от скважииы:

1 — в граиите; *2* — в песчанике; *3* — в мергеле; *4* — в меле

том и Дюваллем, относительная деформация пропорциональна $E^{0,78}$ (E — энергия). Поэтому интенсивность звуковых и дозвуковых волн напряжений, измерявшаяся на расстоянии, значительно превышавшем 14 см, должна была возрастать от нуля до максимального значения прямо пропорционально времени в течение периода l/D, поскольку все звуковые и пластические волны сохраняют свою первоначальную форму. Напротив, в случае ударных волн время нарастания уменьшается, поскольку ударная волна характеризуется тем, что ее элементы, движущиеся по уже сжатой среде, обгоняют те, которые движутся по невозмущенной среде.

10.1.1. Ударные, пластические и звуковые волны в горных породах

Данные, приведенные в табл. 10.1 и 10.2 и на рис. 10.1—10.3, показывают значение сверхзвуковых, дозвуковых и звуковых волн в четырех видах горных пород.

В граните время нарастания, по наблюдениям Дювалля и Атчисона [8], составляло 60±10 мкс, но обнаруживалась слабая тенденция его увеличения с возрастанием расстояния от скважины, что свидетельствовало о том, что волна в граните не являлась ударной. Это не было неожиданностью, поскольку предельное давление для возникновения ударной волны в граните составляет $3{,}1\cdot10^{10}$ Па, что намного выше давления, развиваемого любым промышленным ВВ. По наблюдениям Дювалля и Атчисона, распространение фронтов волн в мергеле и меле *также происходило с постоянной скоростью,* что характерно для волн, распространяющихся со скоростью звука. Только в канавкском песчанике было зафиксировано понижение кривой $V(r)$. Дювалль и Атчисон отмечали, что волна в песчанике была неустановившейся на протяжении 4,6 м. Однако распространение в песчанике ударной волны не отражалось на форме кривой $\varepsilon_{max}(r)$; признаки пластической волны маскировали проявления ударной волны даже в песчанике, поскольку пик или ε_{max} кривой $\varepsilon(t)$ двигался позади фронта волны, отставая от него, причем на расстоянии 120 см отставание было в 2 раза больше, чем в граните, а на расстоянии 600 см оно возрастало в 9 раз. Быстрое увеличение времени нарастания $t_н$ с расстоянием в песчанике, по-видимому, свидетельствует о том, что влияние начальной ударной волны проявляется на сравнительно небольшом расстоянии от скважины.

Скорость распространения пластических волн меньше скорости звука. Поэтому очевидно, что пластические волны возникали во всех четырех видах горных пород, исследованных Дюваллем и Атчисоном. Об этом лучше всего свидетельствуют пунктирные кривые на рис. 10.1 и 10.2, одна из которых для каждого вида горной породы показывает относительную скорость ε_{max}, а другая — относительную скорость ε_{min}. Как и следовало ожидать, в граните обнаруживались наименьшие проявления пластической волны, но тем не менее ее существование было несомненным даже в граните. Отставание точек ε_{max} от фронта волны возрастало на 28—43 см при изменении расстояния от скважины на

ТАБЛИЦА 10.3

Средние скорости ε_{max} и ε_{min} (по кривым рис. 10.1—10.3)

Горная порода	c_l, км/с	ε_{max}, км/с	ε_{min}, км/с
Граиит	5,63	5,56	5,42
Мергель	3,96	1,76	1,14
Песчаиик	1,52	2,02	2,13
Мел	2,8	1,82	1,24

120—600 см. Следовательно, средняя скорость пика давления взрывной волны в этом случае составляла $0{,}97c_l$ или 5,5 км/с. Точки ε_{min} перемещались с относительно более низкой скоростью, что свидетельствовало об эффекте *аккумуляции* пластических деформаций в области между ε_{max} и ε_{min}. Интересно отметить, что в граните зона спада в $3{,}1 \pm 0{,}1$ раза превышала зону нарастания независимо от расстояния от скважины. Такое же соотношение было в мергеле, но в песчанике и меле оно было значительно большим (и убывающим с течением времени).

В табл. 10.3 указаны средние скорости движения точек ε_{max} и ε_{min} для четырех видов горных пород, исследованных Дюваллем и Атчисоном в диапазоне от 120 до 420 см от скважины.

Хотя скорость движения точки ε_{min} наиболее полно характеризует накопленную в породе пластическую деформацию, она может изменяться под влиянием остаточного давления продуктов детонации в скважине, поддерживающего взрывной импульс в течение длительного времени. Скорость же движения ε_{max}, вероятно, не осложняется влиянием остаточного давления продуктов детонации и является поэтому реальным критерием выявления дозвукового или пластического характера взрывной волны в этих породах. Следует отметить влияние начальной ударной волны в песчанике на повышение скорости волны разгрузки в соответствии с ударно-волновой теорией.

10.1.2. Виды горных пород, характеризующихся преимущественно взрывными волнами звуковой скорости

Линейность зависимости $\varepsilon(t)$ в зоне нарастания, а также распространение ε_{max} со скоростью c_l характеризуют те виды горных пород, которые являются достаточно крепкими для того, чтобы в них не возникали ни ударные, ни пластические волны. Это достаточно справедливо для гранита и безусловно справедливо для всех более крепких пород, например таконитов, для разрушения которых применяются наиболее мощные, с наивысшим детонационным давлением промышленные ВВ. Хотя некоторые из таких ВВ развивают давление в скважине, более чем в 2 раза превышающее давление при взрыве полужелатина А, заряженного в скважину с максимальной плотностью заряжания Δ, ни одно из них не развивает давления достаточно высокого, чтобы харак-

тер взрывной волны в граните или более крепкой породе существенно отличался от волны, показанной на рис. 10.1. Однако для проверки этого вопроса было бы желательно выполнить испытания в граните с наиболее мощным, развивающим наивысшее давление промышленным ВВ. Изучение результатов Дювалля и Атчисона показывает, что в мергеле, песчанике и меле происходило только линейное нарастание относительной деформации, являющееся критерием звуковой волны, причем на основе того, что время нарастания в идеальной волне звуковой скорости должно равняться 50 мкс и соответствовать длительности детонации заряда (равной l/D), скорости движения максимальных значений деформации являлись безусловно дозвуковыми. Во всех случаях общий характер зависимости $p_e(t)\Sigma(t)$ в скважине сохранялся в записанных кривых $\varepsilon(t)$ как для пластических, так и для истинно звуковых волн, причем единственная разница между звуковой и пластической волной в этом отношении состояла в том, что пластическая волна сохраняла зависимость $p_e(t)\Sigma(t)$ в течение более продолжительного времени или на большем расстоянии за фронтом взрывной волны. Только в случае сверхзвуковых возмущений (ударных волн) зависимость $p_e(t)\Sigma(t)$ не отражалась на форме кривых $\varepsilon(t)$. Этот вывод подтверждается относительным постоянством формы волн, показанных на рис. 10.1—10.3.

10.2. СОВРЕМЕННЫЕ ТЕОРИИ И АСПЕКТЫ ПРОБЛЕМЫ ВЗРЫВНОГО РАЗРУШЕНИЯ

Основными факторами для инженерных расчетов взрывного разрушения крепких горных пород являются:

1. Характеристики ВВ.

Максимальная (полная) энергия $A=\eta Q$, где η — механический эквивалент тепла и Q — теплота взрыва.

Давление продуктов детонации в скважине $p_{\text{скв}}=p_3\Delta^a$, где Δ — плотность заряжания и a — постоянная, равная приблизительно 2,5. Как указывалось выше, плотность заряжания Δ представляет собой относительную долю объема скважины, заполненной ВВ, без учета незаряженного участка скважины с забойкой или иногда без нее.

2. Факторы, связанные как с ВВ, так и с породой.

Удельный расход ВВ $W_{\text{ВВ}}/W_{\text{пор}}$, т. е. отношение массы заряда ВВ к массе или объему взрываемого массива горной породы, кг/т или кг/м^3.

Относительный импеданс $R=(\rho V)_{\text{ВВ}}/(\rho V)_{\text{пор}}$, где $(\rho V)_{\text{пор}}$ обычно равно или меньше (ρc_l), т. е. так называемого звукового (акустического) импеданса, вследствие того что ударные волны, по-видимому, редко возникают в горных породах, за исключением видов, подобных пористому песчанику, в которых они могут иногда возникать в незначительном объеме массива. При описании процесса взрывного разрушения можно использовать понятие «обратимой работы» или потенциальной энергии ВВ, однако для этого лучше использовать подход, описанный в работе [3], или изложенную ниже энергетическую теорию.

3. Факторы, связанные только с разрушаемой горной породой.

Нагрузка на заряд, или линия наименьшего сопротивления (л. н. с.), и относительное расстояние между зарядами, схема расположения и последовательность взрывания зарядов, интервалы замедлений между взрывами различных зарядов в схеме их расположения.

Физические и химические свойства горной породы: модуль всестороннего сжатия, модуль упругости и модуль сдвига, предел упругих деформаций ε_0, предельное давление для распространения пластической и ударной волны и скорости распространения пластической и ударной волны.

Существуют три основных теории взрывного разрушения горных пород. Одна из них, известная под названием ударно-волновой теории, или теории воронкообразования, выдвинута первоначально Горным бюро США [1, 2, 8, 13, 16, 17, 21], Хино [9] и Ливингстоном [15] и успешно использована для оценки эффективности промышленных ВВ путем испытаний на воронкообразование. Основными элементами ударно-волновой теории являются импедансы ВВ и породы, определяющая роль отраженных волн в механизме разрушения и другие ударно-волновые концепции, разработанные Лос-Аламосской группой при фундаментальном исследовании воздействия ударных нагрузок на металлы и сжимаемости твердых материалов при очень высоких давлениях [3, 19, 22].

Другая теория взрывного разрушения является теорией радиального трещинообразования, разработанная группой шведских исследователей [10, 14], в которой определяющая роль в механизме разрушения отводится волне сдвига на ранней стадии распространения ударной волны и последующему развитию радиальных трещин. Таким образом, теория радиального трещинообразования также является ударно-волновой теорией, хотя роль откольных разрушений у свободной поверхности в ней сводится к минимуму. Некоторые положения этой теории входят в энергетическую теорию взрывного разрушения, в частности, важная роль смещения взрываемого массива при его дроблении.

Третья теория известна под названием энергетической [3, 7, 11, 12, 15, 23]. В этой теории давление продуктов детонации сжимает взрываемый массив, приводя его в напряженное состояние, облегчающее последующее дробление, и создает в массиве скоростное поле, благоприятствующее наступлению заключительной стадии первичного дробления. Последующая стадия дробления обусловливается главным образом разгрузкой массива после прорыва в атмосферу продуктов детонации и перестройкой скоростного поля, при которой распределение скоростей, сообщенных массиву взрывом и убывающих по мере удаления от скважины, сменяется распределением скоростей типа расширяющейся Вселенной, когда скорость возрастает по мере удаления от скважины к свободной поверхности, как под действием импульсивного механизма. Длительность передачи взрывного импульса в несколько раз больше, чем время пробега взрывной волны по л. н. с., но разрушение породы при правильном проектировании взрыва начинается не раньше завершения этой передачи. Разгрузочный механизм разрушения породы в энергетической теории (разрушение массива происходит путем отрыва кусков от поверхности) не связан непосредственно с волной разгруз-

ки, тогда как в ударно-волновой теории преобладающее значение имеют откольные разрушения. В следующих разделах каждая из этих теорий рассмотрена более детально.

10.3. УДАРНО-ВОЛНОВАЯ ТЕОРИЯ, ИЛИ ТЕОРИЯ ВОРОНКООБРАЗОВАНИЯ

Как показывает само название, в этой теории определяющее значение имеют основные ударно-волновые концепции: необходимость соответствия импедансов ВВ и породы для максимального перехода энергии ВВ в энергию ударной волны в породе, соотношение

$$\varepsilon_{\max}(r) = k\,(W_{\text{ВВ}}A)^{a_1}\,f(r) \tag{10.2}$$

между энергией ВВ $W_{\text{ВВ}}A$ и максимальной деформацией в породе (a_1 — постоянная, равная примерно 0,78, как показано Обертом и Дюваллем [17], откольные разрушения у свободной поверхности и зазор между зарядом и стенками зарядной полости).

10.3.1. Зоны взрывного разрушения горных пород

В первой и третьей теориях различаются по крайней мере три зоны взрывного разрушения.

1. Наружная (реальная или просто потенциальная) зона разрушения, создаваемая волной разгрузки, размеры которой зависят от фактической величины отношения $W_{\text{ВВ}}/W_{\text{пор}}$. Эта зона отсутствует при обычном взрывном разрушении горных пород, при котором деформация пород соответствует кривым $\varepsilon(t)$ Дювалля — Атчисона.

2. Внутренняя, или средняя зона, которая в ударно-волновой теории называется неразрушенной зоной. Основанием для такого неудачного термина послужила работа Хино [9], в которой он на основе результатов взрывного разрушения откольными пластинами горных пород определил размеры зоны измельчения и зоны разрушения, создаваемые волной разгрузки, и изучил количественно откольные разрушения. При этом он установил, что в промежутке между зоной разрушения от растягивающих напряжений и зоной измельчения не происходило никаких разрушений и поэтому пришел к заключению о существовании там неразрушенной зоны, разрушение в которой должно определяться иным, не соответствующим ударно-волновой теории механизмом.

3. Переходная зона, названная так Атчисоном и Дюваллем [2], в основе определения которой лежит изменение наклона кривой зависимости напряжения от радиального расстояния при прохождении волны от этой зоны к сейсмической, которая, как очевидно, соответствует внутренней или неразрушенной зоне. Следовательно, при отсутствии свободной поверхности внутри области разрушения волной разгрузки за пределами переходной зоны распространяются только сейсмические волны. Однако здесь мы будем подразделять переходную зону на две подзоны: подзону измельчения и подзону предразрушения.

Зона измельчения примыкает непосредственно к взрывной скважине, причем порода здесь измельчается настолько, что может «выдувать ся» выходящими из скважины продуктами детонации или струей сжатого воздуха, если волна растяжения или разгрузки не вызывает разрушения породы за пределами этой зоны ввиду чрезмерно большой л. н. с. Возникновение зоны измельчения используется иногда для расширения взрывных скважин путем их «прострелки», описанной ниже, для иллюстрации относительной незначительности размеров зоны измельчения при обычном взрывном разрушении горных пород.

Прострелка применяется для расширения взрывной скважины с целью размещения в ней большого заряда в условиях, если неэкономично или невозможно получить скважину необходимого диаметра любым другим способом, например из-за отсутствия необходимого бурового оборудования или в глубоких нефтяных или газовых скважинах, в которых нецелесообразно сохранять постоянным диаметр по всей глубине. После того как скважина пробурена, в ее донной части взрывают без забойки заряд ВВ такого размера, который можно в ней разместить. В этом случае порода из зоны измельчения обычно выбрасывается продуктами детонации, хотя из глубоких газовых и нефтяных скважин ее необходимо удалять желонкой. Затем в этой же скважине взрывают второй заряд большей массы, причем удаляется новая порция породы из зоны измельчения. Этот процесс повторяют необходимое число раз. Например, в песчанике Вегеа необходимо произвести два удачных взрыва, чтобы расширить скважину до такого размера, который позволяет разместить в ней заряд, достаточный для разрыва газоносного пласта. Другой пример: до прибытия бурового оборудования для бурения скважин большого диаметра на открытых разработках применяют буровые станки, позволяющие бурить скважины малого диаметра, вмещающие патроны ВВ диаметром 36—38 мм. Взрыв в такой скважине одного-двух патронов динамита позволяет расширить скважину за счет зоны измельчения и разместить в ней для повторного взрывания уже пять-шесть таких патронов. Заряд для третьего взрыва может состоять уже из 15—20 патронов. Наконец, после трех или четырех таких прострелочных взрывов в котловой полости скважины можно разместить заряд ВВ, достаточный для преодоления значительной л. н. с., сравнимой с теми, которые принимаются при современной взрывной отбойке на открытых разработках. Таким образом, отношение объема зоны измельчения к объему зоны дробления в средних условиях примерно равно отношению объема заряда к объему взрываемого массива.

10.3.2. Зона предразрушения

Из работы Атчисона и Дювалля [2] следует, что переходная зона намного больше зоны измельчения. Тщательный осмотр остатков скважины и прилегающей к ним породы на вновь образовавшейся после взрыва свободной поверхности позволяет обнаружить многочисленные едва заметные или волосные трещины, которые слишком малы и не позволяют производить экскаваторную уборку породы, но достаточно

сильно ослабляют ее, так что она легче разрушается последующим взрывом, чем ненарушенный массив. Значение предразрушения еще только начинает выясняться. Порода в зоне предразрушения несет настолько незначительные признаки разрушения, что Атчисон и Дювалль были вполне уверены в возможности повторного использования взрывных скважин при проведении своих фундаментальных исследований волн напряжений в горных породах. Хотя целесообразность подобной методики количественных исследований может вызвать сомнение, но она позволила выявить роль зоны предразрушения, которая, как будет показано ниже, оказывает большое влияние на результат взрывной отбойки в условиях, когда эта переходная, или *б*-зона, имеет максимальные размеры.

10.3.3. Применимость уравнения несоответствия импедансов к разрушению пород взрывом шпуровых или скважинных зарядов

При отсутствии воздушного зазора между ВВ заряда и стенками зарядной полости соотношение между детонационным давлением и давлением, создаваемым ударной волной в окружающей твердой среде, определяется уравнением несоответствия импедансов

$$p_{\text{пор}} = 2p_{\text{ВВ}}(1+R), \qquad (10.3)$$

где R — отношение импедансов ВВ и горной породы.

Экспериментальные исследования показали, что в реальных условиях детонация заряда не приводит к возбуждению ударной волны в породе при отсутствии тесного контакта торца (а не боковой поверхности) заряда с породой. Боковой контакт непосредственно не влияет на детонационную волну, поскольку ее головная часть не взаимодействует на всем пути с поверхностью зарядной полости. Поэтому не удивительно, что Николльс и Дювалль [16] не обнаружили корреляции экстраполированной интенсивности начальных напряжений с детонационным давлением ВВ на основе уравнения (10.3). Тогда они произвольно преобразовали уравнение (10.3) в уравнение

$$p_{\text{пор}} = p_{\text{ВВ}}(1+N)/(1+NR), \qquad (10.4)$$

где N является некоторым целым числом, которое они эмпирически «установили» равным 5. По замыслу эта модификация уравнения несоответствия импедансов должна учесть возрастание давления при отражении ударной волны от стенок зарядной полости. Как было показано в разделе 4, это совершенно справедливо. Однако уравнение несоответствия импедансов выведено с учетом этого факта. Кроме того, то, что на самом деле происходит в среде с идущей волной после ее отражения от поверхности раздела, не имеет ничего общего с этим эффектом. В действительности, возрастание давления происходит главным образом в среде с более высоким импедансом за поверхностью раздела. Следовательно, трудно найти обоснованное оправдание этой модификации уравнения несоответствия импедансов. Более того, ничего подобного не

наблюдалось при широком применении уравнения несоответствия импедансов к процессам взаимодействия ударных волн у поверхностей раздела и свободных поверхностей, например, при исследованиях, выполненных методом аквариума в лаборатории автора. Вызывает сомнение также манипуляция Дювалля — Атчисона с величиной p_3 даже при использовании этого эмпиризма. Например, при обработке результатов взрывов зарядов 60%-ного желатин-динамита с высокой скоростью детонации в каменной соли они принимали детонационное давление равным $1{,}12 \cdot 10^{10}$ Па. При этом начальное напряжение на стенках шпура составляло $\sigma = 1{,}7\,p_2$. Отсюда σ должно равняться $1{,}97 \cdot 10^8$ Па, но из их же графика следовало, что $\sigma = 0{,}7 \cdot 10^8$ Па.

Во всяком случае общеизвестная ударно-волновая теория, по-видимому, принципиально неприменима к промышленной взрывной отбойке, поскольку она основана на существовании истинных ударных волн, а также тесного контакта между различными средами. Кроме того, вследствие неидеальности детонации большинства промышленных ВВ (D/D^* значительно меньше единицы) нарастание давления происходит значительно медленнее, чем необходимо для применимости уравнений несоответствия импедансов.

10.3.4. Влияние радиального зазора

Атчисон первым показал, что максимальная деформация в горной породе на данном приведенном расстоянии от места взрыва зарядов одного и того же ВВ пропорциональна отношению $(r_{скв}/r_{зар})^{-b}$, где b — постоянная; $r_{скв}$ — радиус шпура или скважины и $r_{зар}$ — радиус заряда ВВ. Позднее Атчисоном и Дювалем было установлено, что $b = 1{,}36 \pm 0{,}14$.

Как указывалось ранее, даже при заполнении ВВ шпура на все сечение, т. е. при $\Delta = 1$ нельзя ожидать идеального взаимодействия детонационной волны с взрываемым массивом, поскольку детонационная волна движется в заряде параллельно поверхности раздела ВВ — порода и не выходит на поверхность заряда вследствие небольшого «краевого эффекта». При наличии кольцевого зазора между зарядом и стенками скважины волна, «наблюдаемая» породой, не имеет ничего общего с «детонационной волной». В этом случае правильнее принимать в расчет давление в скважине $p_{скв}$. Кроме того, следует учитывать неидеальность детонации и, следовательно, постепенность нарастания давления $p_{скв}$. Например, было установлено, что нарастание давления в скважине, заряженной обычной смесью АС — ДТ, происходит в течение более 0,2 мс. Давление в скважине $p_{скв}$ связано с адиабатическим давлением p_3 соотношением

$$p_{скв} = p_3 \Delta^{a_2}, \tag{10.5}$$

где a_2 — примерно равно 2,5 м; Δ — отношение объема ВВ к объему заряжаемой части скважины, т. е. исключая участок скважины, заполняемый забойкой или иногда оставляемый пустым.

Поскольку $p_3 \approx p_2/2$, то импеданс ВВ $(\rho V)_{ВВ}$ при $\Delta = 1$ должен приближенно определяться формулой

$$(\rho V)_{ВВ} = (8\rho_1 p_3)^{1/2},$$

основанной на аппроксимации $p_3 = p_2/2 = \rho D^2/8$. Эффективный импеданс ВВ при любой Δ тогда определится выражением

$$(\rho V)_{ВВ} = (8\Delta\rho_1 p_{скв})^{1/2}. \qquad (10.6)$$

Импеданс скважины (отношение импедансов ВВ и породы) поэтому должен приближенно выражаться отношением

$$R = (8\Delta\rho_1 p_{скв})^{1/2}/(\rho V)_{пор}. \qquad (10.7)$$

Максимальная величина начального давления или напряжения в породе тогда определится выражением

$$p_{max_0} = 2p_{скв}/(1+R) = 2p_3\Delta^a(1+R). \qquad (10.8)$$

Однако при этом предполагается, что скорость взрывчатого превращения ВВ достаточно высока, чтобы эффективным начальным давлением являлось p_3. По-видимому, это редко реализуется при применении промышленных детонирующих ВВ, поскольку их детонация обычно является далеко не идеальной. Поэтому верхний предел давления в породе у стенок зарядной полости должен составлять $2p_{скв}$ (эффективное) при $R \ll 1$ и равняться или быть меньше $p_{скв}$ при $R \gg 1$.

Вышеизложенное является поправками, предложенными автором к концепции «кольцевого зазора», если ее считать применимой, несмотря на отсутствие ударных волн при взрывной отбойке горных пород. С другой стороны, эта концепция не относится к числу основных в общепринятой ударно-волновой теории, а является эмпирической зависимостью, просто подсказанной ударно-волновой теорией. Основным же фактором любого механизма промышленной взрывной отбойки, безусловно, является максимальная деформация. Поэтому концепцию радиального зазора следует считать приемлемой при любом механизме взрывного разрушения горных пород.

10.3.5. Ответ Ленсдели на основе концепции радиального зазора

Дж. Р. Ленсдели (Engineering and Mining Journal, июль 1971) утверждал, что плотность заряжания не является важным фактором при промышленной взрывной отбойке и что взрывная эффективность зарядов низкоплотных и алюминизированных АС — ДТ в сухих скважинах такая же, как у зарядов высокоплотных, но дорогостоящих водосодержащих ВВ. Ответ автора на это утверждение основан на сравнении функций максимальной термодинамической работы. Интересно рассмотреть также этот вопрос на основе экспериментальных исследований

влияния радиального зазора, выполненных Атчисоном и Дюваллем. Для этого необходимо прежде всего показать, что низкоплотное ВВ с теплотой взрыва Q будет совершать в скважине точно такую же работу, как если бы оно имело высокую плотность, но детонировало при наличии кольцевого зазора такой величины, что средняя плотность заряжания скважины была одинаковой в обоих случаях. Ниже, например, показано, что взрывчатая эффективность заряда ВВ плотностью 0,7 г/см³, заполняющего скважину на все сечение, т. е. при $r_{скв}/r_{зар}=1$, точно такая же, как у заряда ВВ плотностью 1,4 г/см³, но при $r_{скв}/r_{зар}=1{,}26$ (или при плотности заряжания $\Delta=0{,}5$).

С этой целью приведем здесь сделанное Атчисоном и Дюваллем [2] сравнение 60%-ного желатин-динамита, имеющего высокую скорость детонации, с AD — P. Эти два ВВ имеют одинаковую относительную энергию по результатам испытаний в баллистической мортире, но первое из них имеет плотность 1,41 г/см³, а второе 0,7 г/см³. Следовательно, при равной плотности заряжания и одинаковом отношении $r_{скв}/r_{зар}$ кривые зависимости максимальных напряжений (или максимальных деформаций) от приведенного расстояния для обоих ВВ должны быть одинаковыми. Поэтому различие между кривыми напряжение — приведенное расстояние для AD — P и 60%-ного желатин-динамита должно обусловливаться двумя факторами: масштабным фактором $(\text{объем})^{1/3}$, который в 1,26 раза больше для AD — P, чем для 60%-ного желатин-динамита, и фактором плотности, который можно принять равным эффективной плотности заряжания $[(\rho_1'/\rho_1'')^{1/3}]^{1,36}=(1{,}26)^{1,36}=1{,}4$. Чтобы совместить кривую максимальное напряжение — приведенное расстояние для AD — P с аналогичной кривой для 60%-ного желатин-динамита, следует умножить значения приведенных расстояний первой кривой на коэффициент $1{,}26\cdot1{,}40=1{,}76$ (если по оси x отложить вместо приведенного абсолютное расстояние, то кривая для AD — P автоматически сдвинется вдоль оси x и кривой для 60%-ного желатин-динамита на величину 1,26). Тогда единственное отличие кривых будет обусловлено отличием плотности, в качестве которой можно взять эффективную плотность заряжания $(2^{1/})^{1,36}=(1{,}26)^{1,36}=1{,}4$. Таким образом, увеличение плотности ВВ в 2 раза эквивалентно увеличению отношения $r_{скв}/r_{зар}$ в 1,4 раза. Иными словами, эффективность высокоплотного ВВ на 40% выше, чем ВВ с одинаковой химической энергией, но вдвое меньшей плотностью.

Рассмотренный случай отображен на рис. 2 работы Николлса и Дювалла [16]. Кривая относительная деформация — приведенное расстояние для 60%-ного желатин-динамита, построенная на этом рисунке в логарифмическом масштабе и представляющая собой прямую линию, проходит через точку с максимальным значением относительной деформации 0,1 мм/м и через точку на оси абсцисс, соответствующую приведенному расстоянию 60 м/м, тогда как соответствующая прямая для AD — P проходит параллельно первой через точку 35 м/м с точностью, с которой это можно определить по графикам, на которых не указаны данные о разбросе измерений. Таким образом, эти две прямые можно было совместить путем сдвига одной из них по оси абсцисс, т. е. умножения на коэффициент 1,72.

Проведенное сравнение позволяет заключить, что взрыв заряда 60%-ного желатин-динамита при эффективной плотности заряжания $(r_{скв}/r_{зар})^{1,36}$ будут возбуждать в каменной соли на данном расстоянии точно такие же величины максимальных относительных деформаций, как взрыв заряда AD — P равной величины при эффективной плотности заряжания, равной 1. Кроме того, ВВ различной плотности можно рассматривать как имеющие одинаковую плотность, но различные эффективные плотности заряжания, которые относятся как $(\rho_1'/\rho_1'')^{1/3}$. Иными словами, сравнительная эффективность двух различных ВВ с одинаковой теплотой взрыва изменяется, как $(\rho_1'/\rho_1'')^{b/3}$, т. е. в соответствии с уравнением

$$(\rho_2'/\rho_1'')^{b/3} = A'/A'' = \eta' Q'/\eta'' Q''. \qquad (10.9)$$

При $b=1{,}36$ и $Q'=Q''$ сравнительная эффективность двух ВВ различной плотности изменяется, как $(\rho_1'/\rho_1'')^{0,45}$.

Сравнивая АС — ДТ с $\rho_1'=0{,}85$ г/см³ с неалюминизированным водосодержащим ВВ с $\rho_1''=1{,}35$ г/см³ и допуская, что $Q'/Q''=1{,}35$, получаем $\eta' Q'/\eta'' Q''=0{,}95$. Иными словами, в соответствии с аргументами автора [5], основанными на расчете максимальной термодинамической работы A, эмпирические исследования влияния кольцевого зазора Атчисона и Дювалля показывают, что значительно более высокая плотность водосодержащей смеси с избытком компенсирует дефицит энергии, обусловленный присутствием в нем 15% воды.

Наконец, еще раз подчеркнем, что хотя концепция воздушного зазора была подсказана ударно-волновой теорией, она никак не связана с этой теорией. Результаты экспериментального изучения влияния радиального воздушного зазора, полученные в соответствии с аргументами, изложенными в работе [6], на основе учета давления в скважине и механической эффективности взрыва, могут быть логически и надежно включены в энергетическую теорию. Это дополнительно подтверждает основные концепции этих двух научных школ.

10.3.6. Откольные разрушения у свободной поверхности

Зависимость $P(t)$ для характерной ударной волны имеет вид

$$p = p_{max} e^{-t/\tau}, \qquad (10.10)$$

где p_{max} — максимальное давление, которое в истинной ударной волне возникает во фронте волны; t — время, необходимое для достижения волной данного профиля фиксированной точки; τ — время релаксации.

Как показано выше, взрывные волны в горных породах не имеют этой формы, но независимо от формы волны механизм откольных разрушений или разрушений под действием растягивающих усилий, созданных отраженными волнами разгрузки, остается неизменным. Иными словами, для возникновения откольных разрушений нет необходимости в возникновении ударной волны; откольные разрушения могут быть



Рис. 10.4. Механизм откольных разрушений, вызываемых волной разгрузки, возникшей при отражении ударной волны от свободной поверхности

вызваны волной сжатия любого профиля после отражения ее от свободной поверхности в качестве волны разгрузки, если для этого создаются необходимые условия, т. е. если результирующая растягивающая деформация, возникающая при взаимодействии отраженной и падающей волны, превысит предельную относительную деформацию растяжения ε_0. На рис. 10.4 этот механизм иллюстрируется для волны, профиль которой описывается уравнением (10.10), т. е. для истинной ударной волны. В этом случае скорость первого откольного слоя будет наибольшей, поскольку она определяется выражением

$$V_{\text{перв.отк}} = 2p_{\max}/(\rho_1 V). \tag{10.11}$$

Следующий откольный слой имеет меньшую скорость отрыва от свободной поверхности, поскольку она определяется участком профиля ударной волны с более низким давлением при последующем взаимодействии падающей и отраженной волн. В общем случае число откольных слоев N определяется минимальным целым числом

$$N = p_{\max}/|T_0|, \tag{10.12}$$

где T_0 — предел прочности породы на разрыв (отрицательное сжатие). При этом, конечно, предполагается отсутствие какого-либо затухания волны в процессе откольных разрушений. Это допущение оправдывается только для истинной ударной волны, определяемой уравнением (10.10). Итак, если давление в падающей ударной волне затухает экспоненциально, то при ее отражении от свободной поверхности этот профиль просто зеркально отразится на область растяжений и будет вызывать разрушения от растягивающих усилий всякий раз, когда приращение результирующего напряжения достигнет предела прочности материала на разрыв (или при каждом $\Delta P = T_0$). Скорость движения первого откольного слоя является максимальной, поскольку массовая скорость за фронтом истинной ударной волны убывает с расстоянием также экспоненциально.

В случае характерной взрывной волны откольные разрушения у свободной поверхности уменьшаются из-за большой длительности ее нарастания. Эту зону нарастания можно исключить, если заряд в скважине инициировать одновременно по всей длине, с тем чтобы давление в скважине (возможно, даже детонационное давление) одновременно воздействовало на породу по всей поверхности стенок скважины. Этого нельзя осуществить экономически оправданным способом, но для военных целей автором и Урсенбахом был разработан инициатор, позволяющий одновременно инициировать цилиндрические заряды длиной до 60 см (рис. 10.5). Устройство основано на принципе УВПФ и позволяет возбуждать детонацию с внешней стороны конической металли-

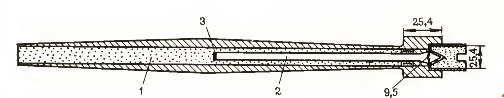


Рис. 10.5. Устройство (патент США 3145656) для возбуждения аксиально распространяющейся детонационной волны:

1 — заряд пентолита 50/50; *2* — трубка с внутренним диаметром около 3,2 мм для пропускания кумулятивной струн; *3* — алюмининевый детонатор диаметром 6,4 мм

ческой гильзы длиной 40 см одновременно по всей ее длине; кумулятивная струя инициирует заряд пентолита 50/50 в середине. Детонация распространяется в обоих направлениях и передается через стенки гильзы за время, пропорциональное толщине металла. Форма детонационной волны определялась с помощью скоростной фотосъемки в режиме развертки. Принцип устройства позволяет (при достаточно высоком запасе мощности) производить осевое инициирование цилиндрических зарядов состава В большой длины, в котором ощущается достаточно большая необходимость. Помимо большого пути пробега, необходимого отраженной волне разгрузки для создания результирующего растягивающего напряжения T_0 и разрушающей относительной деформации ε_0, затухание отраженной волны значительно ограничивает, если не исключает полностью, вероятность создания результирующей относительной деформации ε_0. Поэтому нет никакой уверенности в том, что откольные разрушения у свободной поверхности будут происходить в реальных условиях. Проблема разрушения волнами разгрузки в случае реальных взрывных волн по меньшей мере значительно сложнее, чем изложенная выше элементарная теория.

10.4. СТУПЕНЧАТОЕ ИЗМЕНЕНИЕ СКОРОСТИ СМЕЩЕНИЯ СВОБОДНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Еще в 1946 г. сотрудниками компании «Дюпон» Петковым и др. [18], а также другими [10, 14] была измерена скорость смещения свободных поверхностей при взрывной отбойке на карьерах. Петков с сотрудниками фокусировали камеру «фестекс» в центре поверхности взрываемого уступа, т. е. на л. н. с., и фиксировали перемещение во времени кусков породы с поверхности уступа. На рис. 10.6 показан полученный ими ступенчатый график изменения скорости. Скорость первого смещения породы составляла менее 3 м/с, что по уравнению (10.11) соответствовало давлению около $2\cdot10^7$ Па и позволяло предположить, что начальная «ступенька» имела откольное происхождение. Однако вместо того, чтобы после этого уменьшаться, как должно быть при откольных разрушениях под действием ударной волны, скорость движения поверхностных кусков породы скачкообразно возросла почти в 20 раз по сравнению с начальной скоростью (первого скачка). На рис. 10.7 приведен график нарастания скорости смещения свободной поверхности [2], который отображает процесс движения свободной по-

верхности при взрывах на выброс. Особенно значительное ускорение происходило при глубине заложения заряда 0,27 м. Начальная скорость составляла 40 м/с, но средняя скорость между четвертой и пятой точками измерений почти вдвое превысила начальную величину. С этого момента, несомненно, происходил вертикальный свободный разлет кусков породы, замедлявшийся под действием силы тяжести. Поэтому при большей глубине заложения заряда (0,88 м), когда начальная скорость составляла около 18 м/с, ускорение свободного падения полностью уравновешивало характерное ускорение взорванной породы. Напротив, когда заряд был взорван на еще большей глубине заложения (1,2 м), начальная скорость составляла 4,3 м/с, т. е. была достаточно низкой, чтобы гравитационное замедление проявилось уже на ранней стадии разлета.

10.5. ЗАВИСИМОСТЬ МАКСИМАЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ОТ ЭНЕРГИИ ВВ

Обертом и Дюваллем [17] была исследована зависимость между максимальной радиальной относительной деформацией ε_r^* и энергией ВВ $W_{ВВ}A$, а также между максимальной тангенциальной относительной деформацией (или деформацией сдвига) ε_τ^* и потенциальной энергией ВВ. Полученные ими результаты выражаются уравнением

$$\varepsilon = K\,(W_{ВВ}^{1/3}/r)^n, \qquad (10.13а$$

где $n=1{,}75$ для радиальной деформации и $n=1{,}6\div1{,}7$ по результатам трех замеров тангенциальных деформаций.

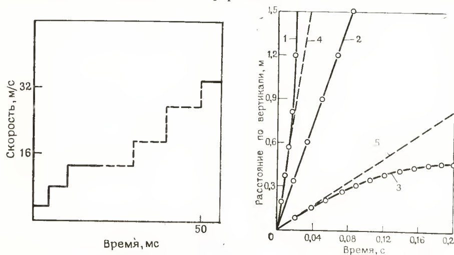


Рис. 10.6. Ступенчатое изменение скорости смещения свободной поверхности уступа при взрывной отбойке в карьере по данным Петкова и др. [18]

Рис. 10.7. Изменение скорости разлета кусков породы при взрывах зарядов в песчанике при глубине заложения заряда:

1 — 0,27 м; *2* — 0,88 м; *3* — 1,2 м; *4* и *5* — начальная скорость при глубине заложения заряда 0,27 и 0,88 м

Николлс и Дювалль путем замены коэффициента K величиной $p_{max}/\rho c_l^2$ или βp_{max}, где β — сжимаемость или обратная величина модуля объемного сжатия, получили

$$\varepsilon = p_{max}(r/W^{1/3})^n, \tag{10.13}$$

где $r/W^{1/3}$ — приведенное расстояние. Однако они установили, что при взрывании в литонском граните зарядов 60%-ного желатин-динамита плотностью 1,41 г/см^3 и AD — P плотностью 0,7 г/см^3, по-видимому, $n = 1{,}56$ для переходной зоны и $n = 1{,}24$ для сейсмической зоны.

Это соотношение должно быть справедливо в самом общем случае, поскольку оно не зависит от вида волны. Однако показатель степени n должен, несомненно, зависеть от условий проведения взрыва. Например, значение n для цилиндрических зарядов должно быть меньше, чем для сферических, оно должно зависеть от отношения l/d и приведенного расстояния от заряда до точки измерения деформаций. Например, согласно данным, заимствованным у Дювалла и Атчисона и приведенным в табл. 10.1, в диапазоне приведенных расстояний, меньших 5, значение $n \approx 1$.

Уравнение (10.13) и экспериментальные зависимости между деформацией и величиной радиального зазора, деформацией и энергией ВВ, откольными разрушениями и др., применимы в любой достоверной модели процесса разрушения. Кроме того, несомненно, что величины деформаций во взрывных волнах являются определяющим фактором процесса взрывного разрушения и поэтому должны учитываться в любой практически полезной модели разрушения. Поэтому большой объем экспериментальных исследований, выполненных Горным бюро США, должен сохранять ценность в качестве основы процесса разрушения, независимо от того, какая (достоверная) теория будет окончательно сформулирована для решения задач взрывного дела.

10.6. ТЕОРИЯ РАЗРУШЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД РАДИАЛЬНЫМИ ТРЕЩИНАМИ

Можно было бы согласиться с Ханукаевым [11] в том, что механизм разрушения крепких, средних и слабых горных пород может быть различным. Однако исследования Атчисона и Дювалла охватывали эти три категории пород, поскольку гранит обычно относят к крепким породам, пористый песчаник и пористый мергель — к породам средней крепости, а мел — к слабым породам. Тот факт, что кривые $\varepsilon(t, r)$, для этих пород не отличались значительно по форме, не внушает большого доверия к утверждению Ханукаева; форма этих кривых не подтверждает ударно-волнового механизма разрушения горных пород, хотя может показаться сомнительным применение к описанию процесса разрушения еще одной теории, включающей все лучшее из трех существующих теорий. Хорошо известно, что разрушения от растягивающих напряжений и зоны измельчения имеют значительно бóльшие объемы в слабых породах. Кроме того, некоторые положения теории радиальных трещин не вызывают сомнения, тогда как другие не кажутся очевидными.

Существующую теорию разрушения радиальными трещинами изложим кратко по Иоганссону и Перссону [10], по Лангефорсу и Кильстрему [14]. Согласно Иоганссону и Перссону, представления о процессе взрывного разрушения реальных горных пород «противоречивые, во многом неправильные. Трудности не только в том, что мы имеем дело с многочисленными методами взрывной отбойки, при которых преобладающую роль играют различные механизмы разрушения, мы также имеем дело со средами, весьма отличными от тех гомогенных, изотропных и непрерывных сред, которые мы обычно рассматриваем. Реальные горные породы обычно являются весьма неоднородными и неизотропными. Порода в пределах зоны разрушения одного скважинного заряда может разделяться на участки с высокой и низкой прочностью. Она обычно разбита сложной системой широких и тонких трещин, некоторые из которых могли образоваться при взрыве зарядов предыдущих заходок или соседних зарядов этой же заходки, другие могли раскрыться при бурении скважины. Порода может иметь плоскости ослабления, ориентированные любым возможным образом относительно оси скважины. Свободная поверхность, как правило, весьма неровная, к тому же мы имеем дело с совместным действием и взаимодействием взрывов зарядов в соседних скважинах.

Совершенно ясно, что объем основных знаний... недостаточен для полного и детального расчета процесса взрывного разрушения. Чтобы избежать таких расчетов, предпринимались усилия для разработки эмпирических зависимостей, основанных на экспериментальном исследовании взрывного разрушения реальных горных пород и включающих наиболее важные характеристики процесса разрушения. Теория взрывного воронкообразования Дювалля и Атчисона (1957 г.) позволяет рассчитать массу заряда при взрывании их в неглубоких скважинах, пробуренных перпендикулярно к свободной поверхности. Другая теория Лангефорса и Кильстрема (1963 г.) сводится к системе уравнений, позволяющих рассчитать сетку расположения скважин и распределение в них зарядов при более реальном методе взрывания, когда скважины значительной длины располагаются параллельно или под углом менее 90° к свободной поверхности.

Ниже мы дадим краткое качественное описание основных особенностей механизма взрывного разрушения горных пород».

10.6.1. Разрушение однородных пород

«При детонации заряда в скважине детонационная волна может распространяться по заряду со скоростью от 2 до 7 км/с, обычно же скорость ее распространения колеблется от 4 до 6 км/с. Давление во фронте волны составляет от $5 \cdot 10^8$ до $5 \cdot 10^{10}$ Па и более, но обычно при взрыве зарядов ВВ с высокой скоростью детонации оно составляет около $2 \cdot 10^{10}$ Па. Если заряд ВВ целиком заполняет скважину на все сечение, начальное давление продуктов детонации на стенки скважины вследствие их ускоряющегося расширения будет примерно вдвое меньше давления во фронте детонационной волны. Если вокруг заряда оста-

ется кольцевой зазор, продукты детонации будут расширяться радиально и, достигнув стенок скважины, будут оказывать на них значительно меньшее давление. В обоих случаях давление распространяется от скважины в окружающую породу в виде ударной волны с коническим фронтом, коаксиальным скважине. В результате одновременного осевого и радиального расширения продуктов детонации их давление на стенки скважины будет сначала падать довольно быстро, поскольку давление во фронте ударной волны будет снижаться быстрее, чем только при радиальном расширении фронта. Поэтому угол при вершине конического фронта ударной волны, зависящий от отношения скоростей ударной и детонационной волны, будет уменьшаться с увеличением радиуса расширения фронта вследствие постепенного снижения давления во фронте волны.

Из-за возникновения радиального потока материала за фронтом ударной волны тангенциальная составляющая давления будет уменьшаться быстрее радиальной и аксиальной составляющих, что приведет к появлению радиальных трещин. При этом материал между взрывной скважиной и фронтом ударной волны подвергается сжатию и упругим или пластическим деформациям в зависимости от давления и прочности породы...

В начальной стадии число трещин весьма велико, но только немногие из них распространяются на значительное расстояние, поскольку вокруг наиболее длинных из них распространяется релаксация напряжений. При отсутствии свободной поверхности небольшое число трещин становится значительно длиннее других. Число их обычно колеблется около семи. Начальная скорость распространения радиальных трещин составляет около 1000 м/с и постепенно снижается.

Поскольку скорость ударной волны составляет 4—5 км/с, то длина радиальных трещин к моменту ее подхода к свободной поверхности, параллельной взрывной скважине, составляет менее 25% расстояния от скважины до свободной поверхности. Далее ударная волна сжатия отражается от свободной поверхности как волна растяжения. Если в граните масса заряда на единицу длины скважины, отнесенная к квадрату длины л. н. с., составляет около 5 кг/м^3 и более, то интенсивность волны растяжения будет достаточной для образования откольных разрушений у свободной поверхности. При этом отколы будут параллельны свободной поверхности. При меньшем удельном расходе заряда, например от 0,5 до 1 кг/м^3, который обычно принимается при уступной отбойке, откольные разрушения в граните не возникают.

Филд и Ладегард-Педерсен (1969 г.) на моделях из плексигласа исследовали взаимодействие отраженной волны с системой радиальных трещин. Взаимодействие приводило к увеличению скорости распространения трещин, расположение которых было приблизительно параллельным фронту волны, т. е. тех, которые распространялись под углами 40—10° к свободной поверхности. Эти трещины начинали распространяться и вызванная ими релаксация напряжений в окружающем материале приводила к снижению скорости распространения соседних трещин. Можно предполагать, что этот механизм определяет окончательный угол разрушения (отрыва) материала.

Тем временем вступает в действие другой механизм. Наиболее длинные трещины распространяются в глубь массива и достигают стенки взрывной скважины. Это подтверждено двумя фактами. Во-первых, экспериментами в плексигласе, позволившими наблюдать выход газообразных продуктов детонации из трещин, достигших свободной поверхности на ранней стадии процесса разрушения. Во-вторых, при использовании ВВ с избытком углерода в продуктах детонации углерод осаждается на поверхности наиболее длинных трещин вблизи взрывной скважины (на расстоянии от нее до 10—20 радиусов). В скважине сохраняется еще значительное остаточное давление продуктов детонации. При заряжании без зазора оно может быть равным $(1 \div 5)10^8$ Па и продукты детонации под этим давлением проникают в трещины. Скорость газовых потоков в трещине может быть (и может не быть) достаточно высока для того, чтобы они достигли конца трещины. Движение взрывных газов в узкой трещине сопровождается значительными потерями тепла и давления и вначале их скорость несколько превышает скорость распространения трещин. Несмотря на то что давление газов в трещине быстро убывает с расстоянием, момент силы или расклинивающее действие значительного давления газов на поверхность трещины вблизи взрывной скважины будет создавать значительное растяжение материала у конца трещины. Этот эффект будет, конечно, сильнее у длинных, чем у коротких трещин. К тому же порода находится в состоянии объемного сжатия.

Все эти факторы, по-видимому, способствуют преимущественному развитию вплоть до свободной поверхности тех трещин, которые взаимодействуют с отраженной волной разгрузки. Как показано в подразделе 6,3, к этому времени порода приобретает очень небольшое ускорение. Это подтверждают эксперименты, проведенные Нореном в граните (1956 г.), а также эксперименты на моделях из плексигласа, выполненные Ладегардом-Педерсеном и Перссоном (1968 г.). Лишь после того как трещины достигали свободной поверхности, начиналось ускоренное движение разрушенной породы под действием остаточного давления взрывных газов».

10.6.2. Разрушение неоднородных пород

«К неоднородным горным породам прежде всего относятся породы с естественной трещиноватостью. Пересекающие взрывную скважину большие трещины, очевидно, коренным образом изменят ход описанных выше процессов. Продукты детонации с очень высоким начальным давлением, проникая в такие трещины и действуя подобно клину, будут расширять преимущественно эти трещины. При этом утечка взрывных газов в трещины будет снижать давление в скважине, ухудшая процесс нормального взрывного разрушения. Наличие подобных горизонтальных или почти горизонтальных трещин во взрываемом уступе нередко является причиной непредвиденно дальнего броска породы. Тонкие трещины, пересекающие стенки скважины, не всегда приводят к таким эффектам, поскольку они могут сомкнуться под действием большого осе-

вого и тангенциального давления в начальной стадии распространения ударной волны.

Широкие трещины, параллельные взрывной скважине, могут вызывать отражение ударной волны до ее подхода к свободной поверхности. Это приведет к более интенсивному дроблению породы вблизи скважины и даже к откольным разрушениям у этих трещин. Радиальные трещины от взрывных скважин не могут пересечь эти трещины. Поэтому давление взрывных газов будет проникать в эти трещины и вызывать неожиданно сильный разлет камней, который может превышать расчетные границы.

Тонкие трещины, параллельные взрывной скважине, не могут вызывать отражения ударной волны, но они будут расширяться под действием идущей от свободной поверхности волны растяжения, что может уменьшить ее взаимодействие с радиальными трещинами и даже предотвратить их развитие до свободной поверхности.

Подобным образом густая сетка хаотично ориентированных трещин будет приводить к увеличению степени дробления, так что крепкие породы по дробимости будут уподобляться слабым. Породы с параллельными трещинами и слоистой структурой, так же как сланец, из-за указанных эффектов могут попасть в категорию наиболее трудновзрываемых.

К подобному же результату может приводить наличие плоскостей ослабления в породе, однородной в других отношениях, но этот эффект не следует преувеличивать. Как указывалось выше, направление распространения трещин и углы отрыва породы строго определены геометрическими параметрами, например направлением взрывной скважины относительно свободной поверхности. Направления развития трещин могут несколько изменяться из-за наличия плоскостей ослабления, но для разрушения по другим направлениям необходимы очень большие усилия».

Лангефорс и Кильстрем [14] о теории взрывного разрушения радиальными трещинами писали следующее. Высокое давление взрывных газов измельчает горную породу, прилегающую к взрывной скважине, а за пределами этой зоны вызывает появление громадных тангенциальных деформаций и напряжений. Они возникают под действием расходящейся ударной волны, имеющей скорость в горных породах 3—5 км/с. Ширина зоны сжатия в коренной породе вокруг скважины диаметром 40 мм равна или несколько меньше радиуса скважины. В результате возникновения тангенциальных напряжений вокруг скважины образуется система расходящихся радиальных трещин, называемая сеткой трещин, простирающаяся значительно дальше. Они могут иметь протяженность от нескольких дециметров до метра. Следовательно, первые трещины возникают за доли миллисекунды.

Как показано Зельбергом, тангенциальные напряжения в ударной волне будут вначале положительными, затем быстро убывают и переходят в отрицательные, т. е. сжатие сменяется растяжением. Вблизи скважины ($r=r_0$, $r=2r_0$) растягивающие напряжения даже превышают напряжения сжатия во фронте ударной волны. Поскольку сопротивление горных пород растяжению меньше, чем сжатию, первичные трещи-

ны будут возникать главным образом под влиянием растягивающих усилий в виде четко выраженных радиальных трещин. На больших расстояниях от скважины растягивающие напряжения должны возникать также и в радиальном направлении, по крайней мере, в идеальной однородной упругой среде. Однако на практике они не обнаруживаются.

В течение этой первой стадии трещинообразования отрыва породы практически не происходит. Если заряд взорван в вертикально пробуренной скважине, вблизи которой нет параллельной свободной поверхности, ударная волна рассеивается, не производя какого-либо действия. Остаточное давление взрывных газов в скважине слегка расширяет трещины, но если после взрыва обследовать окружающую ее породу, например, на глубине нескольких метров ниже горизонтальной поверхности массива, то можно будет обнаружить лишь радиальные трещины, отходящие под прямым углом от скважины. Скважина несколько расширяется, обычно не более чем в 2 раза по сравнению с первоначальным диаметром за счет зоны сжатия и пластических дефромаций. Поскольку в этом случае трещины смыкаются после взрыва, их трудно обнаружить невооруженным глазом. Их можно обнаружить, если извлечь кусок породы, прилегающий к скважине, и распилить его или исследовать каким-либо другим способом. Полную картину распределения трещин удобно изучать на моделях из прозрачного плексигласа.

При взрывной отбойке горных пород свободная поверхность обычно находится впереди и параллельна взрывной скважине. При отражении волн сжатия от этой поверхности они будут создавать растягивающие напряжения, которые могут вызвать откольное разрушение части массива у свободных поверхностей. Механизм этих отражений и откольных разрушений был всесторонне изучен Фишером, Бробергом, Петтерсоном, Рейнхартом и Дюваллем. Процесс аналогичен тому, который происходит при ударе с одного конца по ряду бильярдных шаров, когда удар передается от шара к шару до тех пор, пока последний шар в ряду не отскочит с большой скоростью. Это будет происходить и в том случае, если бильярдные шары склеить друг с другом. При взрывной отбойке горных пород откольные разрушения имеют второстепенное значение. В граните с относительно высоким пределом прочности на разрыв доля откольных разрушений становится значительной при удельном расходе ВВ, значительно превышающем 1 кг/м^3. При обычной же уступной отбойке удельный расход ВВ значительно ниже (примерно 0,15—0,60 кг/м^3). В слабых породах при этом могут происходить откольные разрушения у свободной поверхности, но даже в этом случае их доля в общем объеме разрушенной породы невелика. С момента детонации заряда и до появления откольных разрушений у свободной поверхности проходит около 1 мс. При изучении движения взорванной породы с помощью скоростной фотосъемки необходимо учитывать, что таким путем можно наблюдать только перемещение поверхностного слоя породы. Если возникают откольные разрушения, то они будут доминировать в общем процессе разрушения в течение нескольких первых миллисекунд.

С увеличением размеров заряда толщина откольных слоев будет возрастать. Может произойти даже ряд последовательных отколов. При

достаточно большой массе заряда этот процесс может привести к образованию воронки, которая достигнет или приблизится к зарядной полости. При взрывании так называемых воронкообразных врубов, разработанных и описанных Хино, когда удельный заряд достигает 5 кг/м³, разрушение породы определяется отраженной ударной волной.

Эти две первые стадии процесса разрушения горной породы (образование радиальных трещин и откольные разрушения) определяются ударной волной. При взрывании черным порохом интенсивность взрывной волны недостаточна для образования радиальных трещин. В этом случае взрыв расширяет трещины или их зачатки вблизи шпура, и картина разрушения носит более произвольный характер, поскольку имеющиеся в породе трещины обычно не совпадают с направлениями отрыва взрываемого массива. Если после взрыва расширить зубилом две мало заметные зачаточные трещины, чтобы проследить направление развития трещин, то они могут привести к отрыву породы с углом раствора 90°; следовательно, разрушающая способность пороха в отношении энергии и объема взрывных газов оказывается такой же, как у детонирующих ВВ. Этот результат наглядно показывает, в частности, что основная часть энергии, необходимой для полного отделения разрушенной породы, не связана с ударной волной, энергия которой при взрыве бризантного ВВ во много раз больше, чем у черного пороха. При взрыве заряда бризантного ВВ в ударную волну по теоретической оценке переходит, вероятно, только 5—15% общей энергии ВВ. Фогельсон и др. на основе измерений интенсивности ударных волн вблизи взрывных скважин заключили, что энергия ударной волны составляет около 9% общей энергии заряда бризантного ВВ. Поскольку ударная волна распространяется во все стороны от заряда, то при взрыве одиночного скважинного заряда, создающего зону разрушения с углом раствора менее 120°, по крайней мере ²/₃ этой энергии рассеивается без участия в процессе разрушения. Это значит, что только 3% общей энергии взрыва передается ударной волной породе в пределах зоны отрыва. Таким образом подтверждается приведенное выше утверждение о том, что ударная волна в действительности не производит полного разрушения породы, а лишь подготовляет основные условия для этого процесса.

Третья и последняя стадии взрывной отбойки породы, по мнению Иоганссона, представляют собой более медленный процесс. «Под действием давления взрывных газов происходит расширение первичных радиальных трещин; свободная поверхность породы против заряда вспучивается и начинает двигаться. Эта стадия может рассматриваться как квазистатический процесс, в котором распределение напряжений в любой момент времени определяет развитие трещин, как при статической нагрузке. Когда фронтальная поверхность начинает двигаться, давление в первичных трещинах спадает и возрастает растяжение в тех из них, которые расположены под углом к свободной поверхности. Если л. н. с. не слишком велика, некоторые из этих трещин достигают свободной поверхности, и происходит полное отделение взорванной части массива. Поэтому максимальная эффективность разрушения на единицу длины скважины и расхода заряда достигается при наличии свобод-

ного смещения взрываемой породы в направлении л. н. с. Очень важно учитывать это обстоятельство при проектировании схемы расположения и последовательности взрывания зарядов. Практика показывает, однако, что это положение или недостаточно известно, или не учитывается. Между тем одно лишь, казалось бы, незначительное изменение последовательности взрывания зарядов в забое выработки может сразу привести к значительному увеличению подвигания забоя за счет возрастания свободы смещения породы при взрыве каждого заряда».

В механизме разрушения горных пород радиальными трещинами наряду с достоинствами обнаруживаются некоторые противоречия.

1. Хотя справедливость механизма радиального трещинообразования в модели истинно хрупкого разрушения не вызывала бы сомнения, при промышленной взрывной отбойке горных пород, как показано выше, ударные волны не возникают. К сожалению, теория радиального трещинообразования изложена с позиций ударно-волновой теории, а не хрупкого разрушения.

2. Разрушение радиальными трещинами практически не может происходить не только при прохождении ударной, но даже пластической волны, поскольку твердые материалы начинают течь подобно жидкости, как только давление в волне сжатия достигнет или превысит предельные значения для возникновения этих видов волн. Действительно, эксперименты, проведенные Лангефорсом на моделях из плексигласа, достаточно хорошо подтверждают это положение. Например, на рис. 10.8, *а* и *б* показан в плане фронт ударной волны, распространяющейся в плексигласе при взрыве цилиндрического заряда. На рис. 10.8, *а* [14] фронт волны показан в момент, когда $r/r_ф \approx 2$. Между фронтом ударной волны и внешней границей зоны разрушения плексиглас остается прозрачным. Радиальные трещины, если они вообще существуют, весьма незначительные. Расположение тончайших волосных трещинок на внешней границе зоны разрушения имеет большее сходство с картиной тангенциальных сдвиговых трещин, чем с радиальным трещинообразованием.

3. При хрупком разрушении трещинообразование может возникать, если различные элементы массива будут смещаться в различных направлениях, как при разрушении центробежными силами. При групповом порядном взрывании скважинных зарядов в массиве возникают условия для образования подобных радиальных трещин как от одной скважины к другой, так и по л. н. с. Что касается остальных радиальных трещин, рассматриваемых в теории разрушения радиальными трещинами, то они будут зависеть от величины и направления смещения отдельных частей массива, от уже имеющейся системы трещин или от обоих факторов. Практика, однако, не подтверждает представления о том, что волна сдвига способствует развитию радиальных трещин; ее действие вызывает образование лишь поверхностных (трех или четырех) радиальных трещин.

4. Иоганссон и др. подчеркивали роль взрывных газов в развитии радиальных трещин; проникая в трещины на некоторую глубину, они расширяют их, действуя подобно рычагу или клину. Хотя взрывные газы, несомненно, проникают в уже образовавшиеся радиальные трещи-

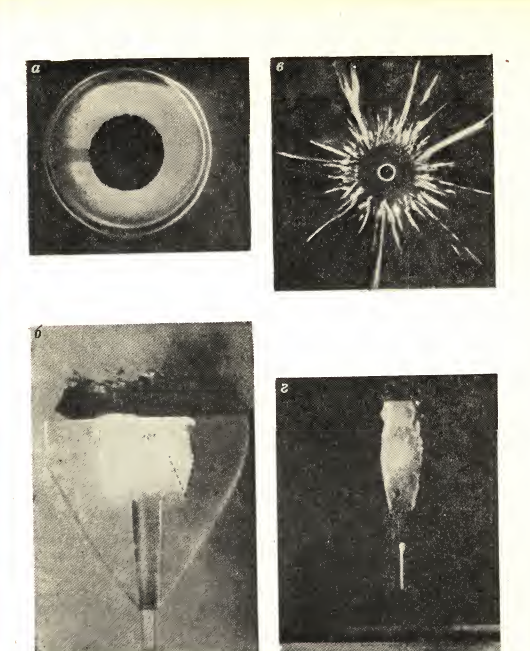


Рис. 10.8. Действие взрыва в плексигласе:

а — фронт ударной волны от цилиндрического заряда; б — вид этого же фронта ударной волны сбоку; в — сетка трещин после взрыва заряда тэна в «шпуре» диаметром 3 мм; г — другой пример вида сбоку фронта ударной волны

ны, фотоснимки, сделанные самими авторами, показали, что зоны разрушения (в плексигласе они соответствуют области просветления, которая видна на рис. 10.8, *б* и *г*, заимствованном из работы [10]) начинались на некотором расстоянии от скважины и, по-видимому, никогда не соединялись с ней в течение всего промежутка времени, когда газы могли оказывать подобное действие. Дювалль и Атчисон экспериментально доказали, что взрывные газы не прорываются через породу даже при воронкообразующих взрывах. Они размещали заряды на глубине *Д* ниже поверхности через длинные горизонтальные скважины и в своем исследовании воронкообразования [8] на стр. 28 отметили, что «все эти воронки образовались без выхода взрывных газов через зону выброса; энергия взрыва в зону воронки передавалась взрывными волнами нескольких видов». Далее они установили, что «на вертикальной поверхности (уступа) было обнаружено несколько трещин, но они не соединялись с зарядной полостью». Очевидно, поведение породы в этих экспериментах в указанном отношении было примерно таким, как показано на рис. 10.8.

Рейнхарт и Пирсон [20] обнаружили такие же явления, как показаны на рис. 10.8, *б* и *г*, в стали. Они взрывали заряд в толстостенном стальном цилиндре внутренним диаметром 25 мм и толщиной стенок 100 мм, который не дробился при взрыве. Обследовав внутреннюю поверхность цилиндра после взрыва, экспериментаторы обнаружили точно такие же радиальные трещины, какие описаны шведскими исследователями. Однако между внутренней поверхностью цилиндра и зоной радиальных трещин располагался кольцевой промежуток, совершенно не имевший разрушения, точно такой же, как на рис. 10.8, *б*, *в*, *г*. Шапэ и автором также воспроизводился точно такой же характер разрушений образцов (включая даже «три или четыре» больших радиальных трещины) совершенно различными способами, при которых, безусловно, предотвращался вид действия, постулированный группой шведских исследователей [3]. В этих экспериментах стальной цилиндр покрывался снаружи слоем ВВ. Описанный характер разрушений наблюдался при определенной толщине кольцевого слоя ВВ. Он относился к виду разрушений, возникающих при снятии нагрузки.

Отношение начальной скорости ударной волны в плексигласе, нормальной к оси заряда, к скорости распространения радиальных трещин (или скорости расширения зоны просветления плексигласа) можно определить по углам наклона контура фронта волны. В случае, показанном на рис. 10.8, *б*, оно составляло 2,8, а в случае 10.8, *г* оно равнялось 3. Однако в обоих случаях имеется одна интересная особенность: кажется, что движение границы зоны радиальных трещин прекращается, а затем она движется обратно. Это, вероятно, просто иллюзия, связанная с положением точки инициирования заряда и, возможно (особенно в случае, показанном на рис. 10.8, *г*), с неустановившейся скоростью детонации ВВ между точкой инициирования и точкой, где скорость детонации достигает установившегося значения. (Детонатор в случае 10.8, *г* расположен в верхней части блока, а вершина зоны радиальных трещин находится на $^1/_3$ расстояния от него до фронта детонационной волны. Светящийся стержень впереди фронта детонационной

волны безусловно представляет собой свет плазмы из кольцевого зазора между ВВ и стенками «шпура»).

5. Наконец, термин шведских исследователей «радиальная трещина», по-видимому, применяется неправильно, за исключением немногочисленных (и без сомнения сравнительно маловажных) длинных ветвей трещин, которые видны, например, на рис. 10.8, *в*. Эти «радиальные трещины», отнесенные по количеству к «весьма многочисленным», на самом деле являются совсем не радиальными. Это, очевидно, относится не только к трещинам на указанном рисунке, но также в меньшей степени к трещинам, наблюдавшимся в стальных цилиндрах в работе [20]. В плексигласе они образовали особенно сложные узоры с ромбовидными «ячейками», вытянутыми преимущественно в радиальном направлении, причем некоторые из них переходили в более длинные, сравнительно немногочисленные радиальные отростки. Важным обстоятельством являлось при этом то, что образование этих трещин, без сомнения, не было связано с проникновением в них взрывных газов, поскольку эти газы экранировались от зоны разрушения сплошным (неразрушенным) слоем сжатого материала, так же как в экспериментах Иоганссона и др. с плексигласом и в исследованиях Рейнхарта и Пирсона по разрушению стальных цилиндров. Можно предполагать, что такое положение будет иметь место в крепких нетрещиноватых породах.

10.7. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВЗРЫВНОГО РАЗРУШЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД

10.7.1. Фаза сжатия взрываемой породы

Согласно энергетической теории, предварительное сжатие и подвижка массива являются необходимыми ступенями процесса взрывного разрушения. Может показаться, что смещение породы должно начинаться сразу же после того, как взрывные газы начнут давить на стенки скважины с общей силой $p_{ВВ}(t)\Sigma(t)$, где Σ — площадь поверхности скважины. Однако фактически никакого смещения массива, кроме потока массы со скоростью u, не возникает до подхода волны сжатия к свободной поверхности. При обычном удельном заряде ВВ $W_{ВВ}/W_{пор}$ напряжения остаются положительными во всех частях массива, охваченных волной напряжения до момента начала (и даже спустя некоторое время после начала) ее отражения от свободной поверхности по л. н. с. В этом можно убедиться по кривым напряжение — время, записанным Дюваллем и Атчисоном на приведенном расстоянии л. н. с./$W_{ВВ}^{1/3}$. Например, при $W_{ВВ}=726$ кг и л. н. с. $=8{,}5$ м (детально этот пример рассмотрен ниже) приведенное расстояние составляет 0,94, на котором максимальные напряжения были в несколько раз больше, чем «спад напряжения» во всех видах пород, исследованных Дюваллем и Атчисоном. Конечно, нереалистично использовать понятие приведенного расстояния Дювалля и Атчисона для зарядов с отношением $l/d\approx 25$ или более, поскольку они применяли заряды с отношением $l/d\approx 1$.

Однако, как будет показано ниже, это не означает несправедливость приведенного выше заключения.

Поскольку скорость каждого элемента взрывной волны в крепкой непористой породе остается все время равной скорости звука, то форма волны напряжений обеспечивает прямое измерение переданной силы или импульса силы $F = p_{ВВ}(t)\Sigma(t)$ (где Σ — площадь поверхности скважины) взрывных газов в скважине. Это несправедливо при воздействии на породу ударной волны, поскольку ее профиль непрерывно изменяется, пока, наконец, не примет вид, показанный на рис. 10.4. Кроме того, зона экспоненциального спада давления в ударной волне сопровождалась бы зоной разрежения, что не наблюдается при распространении взрывных волн в период л. н. с./c_l.

То обстоятельство, что форма волны напряжения детально отражает характер действующего на взрываемый массив импульса Ft или изменения общей силы взрывных газов в скважине, является справедливым не только для звуковых волн, но также для дозвуковых или пластических волн. В последнем случае кривые $\varepsilon(t', r)$ и $\varepsilon(t, r')$ все еще детально отражают характер импульса $F(t) = p_{ВВ}\Sigma$, но в растянутом виде, поскольку импульс за фронтом волны при этом непрерывно растягивается. Это происходит потому, что, как будет показано ниже, $p(t', r)$ обычно убывает с увеличением r в течение всего промежутка времени t', меньшего (а иногда даже большего) л. н. с./c_l, т. е. времени, необходимого для пробега фронта волны вдоль л. н. с. Например, при исследованиях Дювалля и Атчисона с взрыванием зарядов полужелатина А в граните время нарастания составляло 60 мкс на всех приведенных расстояниях, указанных в табл. 10.1. Оно, как указывалось выше, включает время, необходимое для детонации и завершения реакции взрывчатого превращения. Поэтому можно уменьшить время нарастания до нуля и сделать взрывную волну по форме почти подобной ударной волне (хотя фактически она не будет таковой) путем одновременного инициирования заряда по всей его оси. Детонационная волна тогда будет одновременно воздействовать по всей площади поверхности стенок скважины (тогда концепции радиального зазора могли бы подтвердиться, но поскольку $D/D^* < 0{,}7$, доля реакции взрывчатого превращения, участвующая в поддержании детонационной волны, будет меньше 50%, и детонационное давление будет даже меньше давления в скважине $p_{скв}$, которое установилось бы спустя несколько микросекунд после полного завершения реакции. К этому времени может произойти значительное снижение давления вследствие сжатия породы).

Время спада амплитуды в волне напряжения в граните при взрывах зарядов полужелатина А было в 3,15 раза больше времени нарастания. Это свидетельствует о том, что время, необходимое для спада давления именно в 3,15 раза, превышало время пробега детонационной волны по ВВ. Для скважинных зарядов, масса которых примерно в 200 раз превышает массу зарядов, используемых Дюваллем и Атчисоном, время спадов должно быть в 5,5 раза больше.

В табл. 10.4 приведены результаты расчетов, проведенных итерационным методом, влияния различных условий на зависимости $\varepsilon\ (r, t)$ в таконите и песчанике при взрывании зарядов иреджела 476 и АС — ДТ

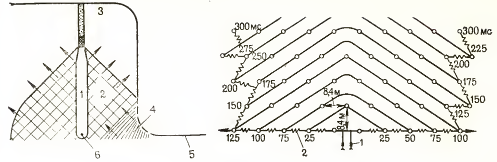


Рис. 10.9. Схема развития взрыва скважииного заряда иа уступе:

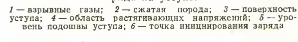

1 — взрывные газы; *2* — сжатая порода; *3* — поверхность уступа; *4* — область растягивающих напряженнй; *5* — уровень подошвы уступа; *6* — точка инициирования заряда

Рис. 10.10. Схема расположения и последовательиость взрывания скважиных зарядов при отбойке такоиита с использоваиием иреджела 476 (d=30 см, l=1050 см):

1 — детоиаторы для ининцирования взрывиой сети, спаренные для надежиости; *2* — миллнсекундиые замедлнтелн

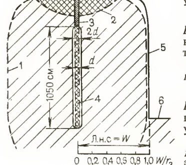


Рис. 10.11. Область сжатия в массиве в момеит t' после взрыва заряда в скважине с забойкой при условии одиовремеииого возбуждеиия детоиации по всей оси заряда:

1 — фронт волиы сжатия; *2* — фроит волиы разгрузки; *3* — забойка; *4* — заряд ВВ; *5* — свободная поверхность (поверхность забоя); *6* — уровень подошвы

с целью иллюстрации различия результатов применения указанных промышленных взрывчатых смесей в обоих видах пород. Сравнение производилось при постоянной длине ($l'=1370$ см) и диаметре ($d=$ $=31{,}2$ см) скважины. Заряды также имели одинаковые размеры ($d=$ $=31{,}2$ см, $l=760$ см) и объем $5{,}8\cdot10^5$ см^3, но в случае иреджела 476 плотность смеси составляла 1,35 г/см^3 и масса заряда 780 кг, а в случае АС — ДТ плотность смеси равнялась 0,82 г/см^3 и масса заряда 490 кг. Верхнюю часть скважины (на 600 см) заполняли забойкой; длина перебура составляла 150 см. Таким образом, объем взрываемого массива на один заряд составлял л. н. с.$^2\cdot12{,}2$ м^3. Средняя плотность таконита равнялась 3,3 г/см^3 и песчаника 2,2 г/см^3. При этом масса взрываемой породы на один заряд $W_{пор}$ соответственно составляла $4\cdot10^3$ (л. н. с.$_{иреджел}$)^2 и $1\cdot10^3$ (л. н. с.$_{АС-ДТ}$)^2 в таконите и $2{,}68\cdot10^3$ (л. н. с.$_{нреджел}$)^2 и $6{,}7\cdot10^2$ (л. н. с.$_{АС-ДТ}$)^2 в песчанике для иреджел 476 и АС — ДТ. Эти параметры были приняты в соответствии с оптимальными, отработанными в течение многолетнего опыта применения ПВВС в крупных таконитовых карьерах.

Цель приведенных ниже расчетов — определение необходимой л. н. с. в указанных выше четырех случаях, исходя из того, что средняя относительная деформация в сжатом массиве $\bar{\varepsilon}(t'=$л. н. с.$/c_l)$, т. е. в момент, когда взрывная волна достигает конца л. н. с., должна при оп-

тимальных условиях превышать $|\varepsilon_0|$, т. е. величину предельной относительной деформации при разрыве в k раз:

$$\bar{\varepsilon}(t') = k|\varepsilon_0|, \qquad (10.14)$$

где k — коэффициент, по предположению, равный 2.

На рис. 10.9 показана схема развития взрыва скважинного заряда на уступе в стадии завершения процесса детонации заряда при нижнем инициировании, а на рис. 10.10 — схема расположения и последовательность взрывания зарядов при отбойке таконита. Однако для упрощения расчетов условно принято, что инициирование зарядов происходит одновременно по всей оси и вычисления произведены для условий, соответствующих моменту времени $t' =$ л. н. с$/c_l$, как показано на рис. 10.11.

10.7.2. Расчетные уравнения

1. Объем сжатой породы в момент времени t'

$$V'_{\text{сж. пор}} = \pi(\text{л. н. с.}_{\text{ид}})^2\, 760 + 4/3\pi\, (\text{л. н. с.}_{\text{ид}})^3. \qquad (10.15)$$

2. При расчетах принимается, что зависимость $p(t, r)$ имеет вид

$$p(t', r) = p_{\text{ВВ}}(t')\, r_{\text{скв}} \,|\, r = 15{,}6 p_{\text{ВВ}}(t') \,|\, r. \qquad (10.16)$$

Такая зависимость хорошо оправдывается, во-первых, тем, что эффективное приведенное расстояние составляет 0,94, во-вторых, тем, что заряд имеет цилиндрическую форму и, в-третьих, результатами определения зависимости $\varepsilon_{\max}(r)$ Дювалля — Атчисона.

3. С учетом уравнения (10.16)

$$\overline{\beta p(t')} = 15{,}6 p_{\text{ВВ}}(t')\, \beta \int\limits_{15,6}^{\text{л.н.с.}} 2\pi dr \Bigg/ \int\limits_{15,6}^{\text{л.н.с.}} 2\pi r dr,$$

откуда, учитывая, что $\bar{\varepsilon} = \beta p$, получаем

$$\bar{\varepsilon}(t') = 31{,}2 p_{\text{ВВ}}(t')\, \beta/(15{,}6 + \text{л.н.с.}_{\text{ид}}). \qquad (10.17\text{а})$$

Использовав такой же метод усреднения для определения средней энергии деформации $\overline{\varepsilon p}$, получим

$$\beta p^2 = \varepsilon p = 4{,}6 \beta p_{\text{ВВ}}(t') \log(\text{л.н.с.}_{\text{нд}}/15{,}6)\, [234/(\text{л.н.с.}_{\text{ид}} - 234)]. \qquad (10.17\text{б})$$

Работа сжатия, таким образом, равна $\beta p^2 = V'_{\text{сж. пор}}$. Однако общая энергия деформации $F_{\text{пор}}$ вдвое больше этой величины и соответствует кинетической энергии $\rho V'_{\text{сж. пор}} u^2/2$. Поскольку средняя массовая скоэнергии деформации εp, получим

$$\bar{u} = \bar{p}/\rho c_l = \bar{p} K = \bar{p}\beta \qquad (10.18\text{а})$$

и

$$\bar{u}^2 = \bar{p}^2/\rho^1 c_l^2 = \bar{p}^2 \beta, \qquad (10.18\text{б})$$

то

$$E_{\text{общ}} = 2\overline{\beta}^2 p^2 V'_{\text{сж. пор}}. \tag{10.19}$$

4. Наконец, для определения идеальной для данного заряда л. н. с.$_{\text{ид}}$ необходимо, чтобы выполнялось условие

$$p_{\text{снв}} V_{\text{снв}} (t=0) = p_{\text{ВВ}} (t') \, V_{\text{скв}} (t') + E_{\text{общ}}, \tag{10.20}$$

которое выражает закон сохранения энергии.

Результаты расчетов, проведенных по уравнениям (10.14)—(10.20) при определении л. н. с.$_{\text{ид}}$, приведены в табл. 10.4 и позволяют заключить следующее.

1. Допустив, что принятая на производстве при отбойке таконита взрыванием зарядов иреджела 476 величина л. н. с., равная 840 см, является оптимальной, можно на ее основе определить k из уравнения (10.14). При этом получим $k=1{,}53$. Величина же, использованная в расчетах, составляла $k=2$. Это во всяком случае является подтверждением справедливости энергетической теории.

2. При отбойке зарядами иреджела 476 величина л. н. с. в песчанике в 1,62 раза больше, чем в таконите, а при отбойке зарядами АС — ДТ различие соответствующих л. н. с. составляет 2,04.

3. Расчетный оптимальный удельный заряд, или отношение $W_{\text{ВВ}}/W_{\text{пор}}$, составлял 0,37 кг/т, для иреджела 476 в таконите по сравнению с фактическим его значением, равным 0,31 кг/т, что является хорошим совпадением. Известная низкая относительная взрывная эффективность зарядов АС — ДТ в таконите подтвердилась тем, что отношение

ТАБЛИЦА 10.4

Теоретический расчет квадратной (л. н. с равна расстоянию между зарядами) сетки расположения скважин (рис. 10.12) с применением зарядов диаметром 31,2 см и длиной 760 см при длине скважины 1370 см и длине забойки 600 см ($c_l=5{,}9\cdot10^5$ и $1{,}52\cdot10^5$ см/с; $\rho=3{,}3$ и 2,2 г/см³; $\beta=8{,}7\cdot10^{-13}$ и $2\cdot10^{-11}$; $|\varepsilon_0|=2{,}5\cdot10^{-4}$ и $5\cdot10^{-4}$ для таконита и песчаника соответственно)

Сочетание ВВ—порода	$\overline{\varepsilon'}$	$\overline{p}$, $1\cdot10^7$ Па	$p_l(t')$, $1\cdot10^8$ Па	$V'_{\text{сж. пор}}$, $1\cdot10^9$ см3	$\frac{V_{\text{пор}}(t)^*}{5{,}8\cdot10^5}$	E'_T, $1\cdot10^{16}$	$p_l(t')\times V_{\text{пор}}$ $1\cdot10^{16}$	Л.н.с.$_{\text{ид}}$**	$W_{\text{ВВ}}/W_{\text{пор}}$, $1\cdot10^{-4}$
Таконит — а-476	$[5\cdot10^{-4}]$	5,75	1,4	3,32	3,87	0,4	3,14	770	3,3
Таконит — АС—ДТ	$[5\cdot10^{-4}]$	5,75	8,8	0,91	1,78	0,11	0,93	465	5,3
Песчаник — а-476	$[1\cdot10^{-3}]$	0,5	2,18	14,5	25,5	0,30	3,24	1340	1,1
Песчаник — АС—ДТ	$[1\cdot10^{-3}]$	0,5	1,53	5,58	10,6	0,10	0,94	940	1,4

Примечания.
$p=6{,}1\cdot10^{10}$ для айриджела 476 и $p_{\text{снв}}=1{,}8\cdot10^{10}$ для АС — ДТ.
$p=V_{\text{скв}}=3{,}54\cdot10^{16}$ для айрнджела 476 и $p_{\text{скв}}=V_{\text{скв}}=1{,}04\cdot10^{16}$ для АС — ДТ.

* $\Delta V'_{\text{сж. пор}}$ = абсолютное сжатие породы $\equiv V_{\text{пор}}(t')$. В квадратных скобках указаны значения относительных деформаций, удовлетворяющих уравнению (10.14).
** Величина 770 вычислена при $k=2$ по уравнению (10.14). В соответствии с фактической л. н. с. = 840 см величина k должна быть уменьшена до 1,53.

$W_{ВВ}/W_{пор}$ при применении АС — ДТ было на 60% выше, чем при применении иреджела 476. Если же исходить из их расчетной относительной энергии, то расчетный коэффициент для АС — ДТ должен быть лишь в 1,3 раза больше, чем для иреджела 476, что соответствует меньшей на 23% взрывной эффективности АС — ДТ. Однако в песчанике удельный заряд для АС — ДТ был только в 1,28 раза выше, чем для иреджела 476, что свидетельствовало о том, что в сравнительно слабой породе АС — ДТ приближается к своей расчетной относительной работоспособности (определяемой на основе максимальной энергии A), удельный же заряд для водосодержащей смеси в песчанике был в 3 раза меньше, чем в таконите, а соответствующие значения удельных зарядов для АС — ДТ отличались почти в 4 раза.

4. Соответствие расчетных и практических данных показывает, что энергетическая теория представляет собой мощный инструмент изучения взрывного разрушения горных пород и сравнения взрывной эффективности различных ВВ.

5. Фактический объем породы, отбиваемой взрывом скважинного заряда составляет (л. н. с.$_{ид}$)$^2L'$, тогда как общий объем породы, находящейся в состоянии сжатия в момент времени, л. н. с.$_{ид}/c_l$ в $\pi[1+4$ л. н. с.$_{ид}/3L']$ раз больше (L' — высота забоя). При многорядном расположении взрывных скважин все заряды в данном ряду взрываются практически одновременно, поэтому каждый заряд работает совместно с соседними. В этом случае отношение объема отбиваемой породы к объему породы, находящейся в напряженном состоянии $V'_{сж.\,пор}$, составляет около 0,4 по сравнению с 0,25 для одиночного скважинного заряда, взорванного при $L' \approx 2$ л. н. с.

10.7.3. Подвижка взрываемого массива

Приняв потери энергии при взрыве равными около 10% общей энергии A, можно считать, что оставшаяся энергия пойдет на смещение взрываемой породы. При этом верхний предел скорости смещения массива $V_{смещ}$ при условии отсутствия потерь энергии на трение, деформации сдвига и т. д. должен составить

$$V_{смещ} = (1{,}8A/M_{пор})^{1/2}. \qquad (10.21)$$

Предположим, кроме того, что эффективная сила взрыва $F = p_{ВВ}(t)\Sigma(t)/\pi$, где эффективная площадь Σ/π — проекция скважины на свободную поверхность. Допустим далее, что $F = F_{нач}e^{-t/\tau}$, т. е., что сила затухает во времени по экспоненциальному закону, причем за время τ она уменьшается наполовину; $F_{нач}$ — начальная сила, равная $p_{скв}\Sigma/\pi$. Тогда

$$V_{смещ} = (p_{скв}\Sigma/\pi)\,\tau\,(1 - e^{-t/\tau}), \qquad (10.22)$$

где τ можно определить, приравняв правые части уравнений (10.21) и (10.22) при $t \gg \tau$.

На рис. 10.12 показаны расчетные кривые вычисленной описанным методом зависимости скорости смещения $V_{смещ}$ от времени для приве-

денных в табл. 10.4 четырех сочетаний ВВ — порода, а также перенесенные с рис. 10.6 результаты измерения скорости смещения Петкова и др. Поскольку использованное ими ВВ по характеристикам ближе соответствовало АС — ДТ, чем иреджел 476, а его удельный заряд был ближе к удельному заряду в песчанике, чем в таконите, то результаты измерений Петкова и др. ближе соответствуют кривой $V_{смещ}-t$ для сочетания АС — ДТ — песчаник, причем соответствие теоретической и экспериментальной зависимостей можно было бы считать превосходным, если исключить ступенчатый характер последней. Однако эта ступенчатость могла быть в какой-то степени случайной, поскольку смещение массива измерялось Петковым в точке на свободной поверхности, т. е. на л. н. с., где скорость смещения обычно максимальна, поскольку сопротивление массива сдвигающим усилиям возрастает по мере удаления от конечной точки л. н. с. на свободной поверхности. Кроме того, скорости смещения в таконите, вероятно, нисколько не выше, чем в песчанике, из-за более высокой прочности таконита сдвигу. Иными словами, эти (верхние предельные) скорости смещения могут, вероятно, наблюдаться лишь в легковзрываемых породах.

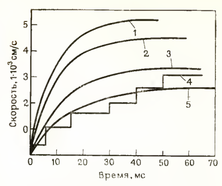


Рис. 10.12. Изменение верхнего предела скорости смещения массива во времени при отбойке песчаника и таконита зарядами алюминизированной ПВВС и АС—ДТ:

1 — иреджел 476 — таконит; 2 — АС — ДТ — таконит; 3 — иреджел 476 — песчаник; 4 — по данным Петкова и др.; 5 — АС — ДТ — песчаник

10.7.4. Разгрузочное разрушение горной породы

Первым важным условием возникновения разгрузочного разрушения является быстрое отделение напряженной части массива от основного массива горных пород, приводящее к резкому переходу деформации сжатия ε в растяжение, превышающее предел упругих деформаций, т. е. $\bar{\varepsilon}' > \varepsilon_0$.

Как только под действием взрыва в отбиваемой части массива возникнут критические деформации $\varepsilon'(t' = \text{л. н. с.}/c_l)$ и она отделится от основного массива горной породы, ее дробление происходит без дальнейшего участия взрывной нагрузки за счет быстрого перехода напряжений сжатия в растягивающие напряжения. На практике некоторое дробление происходит даже при сравнительно медленном снятии нагрузки. Всякий хорошо знакомый с прессованием порошков, например с прессованием зарядов ВВ, должен понимать трудность предотвращения разрушения сжатого заряда при снятии нагрузки. Как правило, чем быстрее снимается нагрузка, тем сильнее дробление, особенно при очень высоком сжатии. При данной скорости снятия нагрузки разрушения обычно сильнее при более высоком сжатии.

Процесс взрывного разрушения горных пород определенно включает элементы разгрузочного разрушения от быстрого снятия нагрузки. Длительность эффективного отделения взрываемой части массива должна быть меньше периода замедления между ступенями (составляющего 15—20 мс), иначе короткозамедленное взрывание было бы неэффективным. Из приведенных выше расчетов смещения массива следует, что при многорядном короткозамедленном взрывании в карьерах взрыв скважинных зарядов данной ступени замедления отделяет участок взрываемой породы от остального массива, по-видимому, в течение $^1/_3$—$^1/_4$ интервала замедления. В течение этого промежутка времени скорость смещения обычно близка к максимальной, поэтому смещение отбиваемого участка за это время составит от 10 до 20 см, что вполне достаточно для его отделения.

Второе условие возникновения разгрузочного разрушения — наличие поля скоростей типа «расширяющейся Вселенной».

В момент t', равный л. н. с./l для указанного в табл. 10.4 сочетания таконит — иреджел 476 массовая скорость является наивысшей вблизи скважины и минимальной на свободной поверхности, причем относительная скорость между этими точками изменяется по закону r/л. н. с. В следующие миллисекунды это распределение может измениться на противоположное за счет распространяющейся от свободной поверхности волны разгрузки, причем в период перераспределения частицы с высокими скоростями движутся навстречу потоку отраженных низкоскоростных частиц. Перераспределение и окончательное выравнивание давления в импульсном (почти взрывном) процессе, подобном рассматриваемому, приводит к распределению скоростей частиц, подобному модели расширяющейся Вселенной, при котором скорость u линейно возрастает по мере удаления от центра. Следовательно, в течение нескольких миллисекунд после взрыва, подобного описанным выше, можно с достаточным основанием ожидать возникновения поля скоростей типа «расширяющейся Вселенной» и обусловленного им разгрузочного разрушения породы. При взрывах сравнительно небольших зарядов перераспределение скоростей, конечно, происходит быстрее в соответствии с законом подобия. Поле скоростей типа «расширяющейся Вселенной» и обусловливает разгрузочное разрушение при взрывной отбойке горных пород. Иными словами, порода, сжатая в начальной стадии взрыва, после перераспределения давлений и поля скоростей частиц как бы взрывается под действием внутренних сил. В этом состоит принципиальное различие между механизмами разгрузочного разрушения породы и ударно-волнового откольного разрушения. Откольный механизм связан с обычными волнами, создающими разрушения за счет периодических растягивающих усилий, тогда как механизм разгрузочного разрушения обусловлен почти одновременным переходом всей отделившейся части массива из состояния сжатия в растяжение.

10.7.5. Графики эффективности

На рис. 10.13 приведены построенные Куком и др. [7] зависимости давления во фронте взрывной волны от расстояния при отбойке таконита взрывами зарядов иреджела 476 ($\rho_1 = 1{,}5$, $p_{скв} = 1 \cdot 10^{10}$ Па). Как

видно, значение максимального давления во взрывной волне в таконите на r=л. н. с., равное $2{,}4\cdot 10^7$ Па, практически соответствует расчетному, вычисленному по выражению $kp_{ВВ}/r$ и данным табл. 10.4. При этом предполагалось, что

$$p(t', r)=p_{ВВ}(t')\, e^{-a(t')x}, \tag{10.23}$$

где $x=r/c_l t$ — при изменении давления по л. н. с. от скважины до фронта волны. При этом графики зависимости $\log p$ от x представляют собой прямые линии. Подобные же графики получатся по данным табл. 10.4, если в соответствии с принятой при расчете этих данных формой волны вместо $x=r/r_0$ по оси абсцисс отложить $\log x$. Построенная таким путем и указанная на рис. 10.13 пунктиром кривая $p(r, t')$ для иреджела 476 соответствует оптимальному условию инициирования заряда. Является весьма существенным, что для этой кривой $\bar{\varepsilon}/|\varepsilon_0| \approx 2$. Соответствующий график $p(r, t')$ для АС — ДТ расположен немного ниже кривой для оптимального условия, т. е. при одновременном инициировании заряда вдоль всей его оси, причем это смещение составляет 0,38. На основе практического опыта взрывных работ и ряда расчетов, аналогичных приведенным в табл. 10.4, представляется, что величина $\bar{\varepsilon}$, вычисленная для сжатой породы в стадии t=л. н. с.$/c_l$, должна в 1,5—2 раза превышать предел упругости ε_0 данной породы. На рис. 10.14 показаны зависимости $\log p$ от $\log x$ для идеальных условий инициирования, постоянных размеров скважин, зарядов и формы сеток их расположения, подобных изображенным на рис. 10.10, но соответственно на 40% перезаряженных и на 40% недозаряженных взрывов. Иными словами, в одном случае как л. н. с$_1$, так и расстояние между зарядами уменьшены на 20% (перезаряжание на 40%), что приводило к излишне мелкому дроблению, сильному броску и другим вредным эффектам. В другом — л. н. с.$_2$ и расстояние между зарядами были излишне большими (недозаряжание на 40%), что приводило к недостаточному дроблению или отсутствию дробления по сравнению с оптимальной л. н. с.$_0$ (или с оптимальным отношением $W_{ВВ}/W_{пор}$).

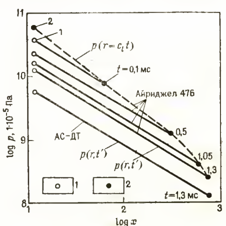
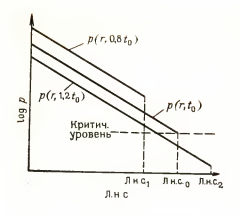


Рис. 10.13. Зависимости $p(r, t')$ при взрывании в таконите зарядов иреджела 476 и АС—ДТ диаметром 30 см и длиной 10,7 м:

1 — скважина; *2* — фронт волны при гипотетическом инициировании одновременно по всей оси заряда, примерно соответствующий p_{max} Дювалля — Атчисона

Кроме того, результаты взрыва данного заряда будут различны (как на рис. 10.14) в зависимости от плотности и (или) от наличия кольцевого зазора. Например, данный заряд при одной и той же величине $W_{ВВ}/W_{пор}$ может быть оптимальным (как при л. н. с.$_0$) при некоторой плотности и может давать недостаточное дробление, как при л. н. с.$_2$, в случае вдвое



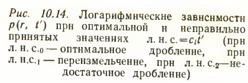
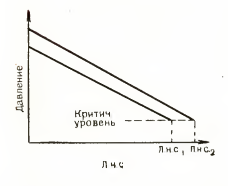


Рис. 10.14. Логарифмические зависимости $p(r, t')$ при оптимальной и неправильно принятых значениях л. н. с. $=c_it'$ (при л. н. с.$_0$ — оптимальное дробление, при л. н. с.$_1$ — переизмельчение, при л. н. с.$_2$ — недостаточное дробление)

Рис. 10.15. Выбор л. н. с. по графикам $p(r, t_0)$ (л. н. с.$_1$ соответствует низкой ρ_1 и (или) низкой Δ, л. н. с.$_2$ соответствует $\Delta=1$ и высокой ρ_1)

Рис. 10.16. Сравнительные зависимости $p(r, t')$ для зарядов ВВВ, АС—ДТ и динамита при одинаковых удельных затратах энергии и определяемые ими эффективные л. н. с.:

1 — динамит ($\Delta=0{,}8$, $p_з=60\cdot10^8$ Па); *2* — АС — ДТ состава 94/6 ($\Delta=1$, $p_з=18\cdot10^8$ Па); *3* — ВВВ ($\Delta=1$, $p_з=10^{10}$ Па)





меньшей плотности, хотя общая масса и линейная масса обоих зарядов могут быть одинаковыми. Результат взрыва можно регулировать или за счет изменения размеров сетки расположения зарядов, или за счет массы зарядов. Рис. 10.15 иллюстрирует последний метод.

Эти условия справедливы при любом ВВ. Сравним, например, эффективность патронированного динамита при плотности заряжания $\Delta=0{,}8$, водосодержащего ВВ и АС — ДТ при $\Delta=1$, причем во всех случаях удельные затраты энергии взрыва на 1 т отбиваемой породы одинаковы. Эти случаи иллюстрируются графиками на рис. 10.16. Влияние относительно высокой плотности динамита теряется за счет коэффициента заряжания $\Delta=0{,}8$, так что уровень давления во взрывной волне для динамита ненамного выше, чем для АС — ДТ. Напротив, при заряжании скважин непатронированными водосодержащими ВВ обычно обеспечивается коэффициент заряжания $\Delta=1$, что позволяет полностью реализовать преимущество их высокой плотности.

Все детонирующие ВВ создают достаточно высокие давления для разрушения горных пород. К тому же основное дробление породы происходит под действием растяжения лишь после того, как энергия взрыва будет уже израсходована на деформацию сжатия, превышающую $|\varepsilon_0|$, что достигается при давлении $3\cdot10^7$ Па во всех известных горных

породах. В то же время все детонирующие ВВ развивают давление более $1 \cdot 10^9$ Па. Поэтому при условии правильного подбора схемы взрывания, л. н. с. и расстояния между зарядами в скважинах данных размеров можно успешно использовать любое ВВ, способное полностью детонировать при существующих условиях. Это положение особенно хорошо подтверждает тот факт, что даже при взрыве заряда АС — ДТ в таконите вблизи скважины создается деформация, в 5 раз превышающая $\bar{\varepsilon}$ ($t' =$ л. н. с./c_l). При взрывах же зарядов ПВВС в породе вблизи скважины создаются деформации, в 150—250 раз превышающие $\bar{\varepsilon}$. Поэтому основная задача научно обоснованного инженерного расчета взрывной отбойки состоит в определении нагрузки (л. н. с.) в соответствии с величиной $p_{скв} = V_{скв}$, с тем чтобы обеспечить во взрываемом массиве $\bar{\varepsilon}' \sim 2\varepsilon_0$ до его отделения от основной части через несколько миллисекунд после начала приложения взрывной нагрузки.

10.8. ПРЕДРАЗРУШЕНИЕ ГОРНОЙ ПОРОДЫ

Существуют два основных вида предразрушения и оба они имеют важное значение при взрывной отбойке горных пород. Будем называть их первичным и вторичным предразрушением. Первичное предразрушение связано с влиянием взрыва на относительную прочность отбитой породы, проявляющуюся при ее экскаваторной уборке, при дроблении и измельчении. Вторичное предразрушение связано с влиянием предшествующих взрывов на относительную прочность породы, еще не отбитой взрывом от массива.

10.8.1. Первичное предразрушение породы

Прочность отбитой горной массы в навале имеет большое влияние на производительность экскаваторной уборки, дробления и измельчения. Этот фактор зависит не только от вида породы, но также от давления во взрывной волне, воздействовавшей на нее при взрыве. Здесь, как и раньше, когда переходная зона была подразделена на две подзоны — подзону измельчения и подзону предразрушения, введем разграничение. Иначе говоря, взрывные волны создают разрушения двух видов: разрушения, разделяющие массив на отдельные куски, и волосные трещины в кусках отбитой породы. Сравнительные размеры этих двух видов разрушений определяются самим способом разрушения. Например, если разломать массив на отдельности с помощью рычага, то единственным видом разрушений будут трещины, ограничивающие размеры отдельных кусков. Напротив, посредством взрывной волны можно создать в породе такую нагрузку, чтобы $\varepsilon \gg |\varepsilon_0|$. В этом случае порода будет не только разрушена на мелкие куски, но внутри каждого куска может быть очень много волосных трещин, поэтому такие куски будут дробиться значительно легче, чем куски такого же размера, но не имеющие внутри волосных трещин.

Волосные трещины в кусках отбитой взрывом породы видны иногда невооруженным глазом. Например, в титановой руде Хауджа (Нор-

вегия) можно даже оценить сравнительное число внутренних микротрещин по относительному посветлению породы. По данным рудника, наблюдается связь затрат на дробление и измельчение с числом этих внутренних микротрещин.

Как правило, более высоким значениям отношения $\bar{\varepsilon}/|\varepsilon_0|$ при r=л. н. с. соответствует не только более мелкое дробление, но также большее число микротрещин в кусках породы. В то же время затраты на экскавацию, дробление и измельчение уменьшаются быстрее, чем средний размер куска породы. Следовательно, взрывное дробление дешевле механического. Иными словами, повышение отношения $\bar{\varepsilon}/|\varepsilon_0|$ выше единицы не только понижает средний размер куска отбитой породы, но и значительно снижает их относительную прочность. Поэтому первичное взрывное предразрушение породы с экономической точки зрения является очень важным аспектом промышленной взрывной отбойки.

10.8.2. Вторичное предразрушение

При взрывной отбойке на открытых разработках объем сжатой породы $V_{\text{сж. пор}}$ в момент подхода взрывной волны к точке встречи л. н. с. с откосом уступа в 2,5—3 раза превышает объем отбиваемой породы. Поэтому взрыв каждого отдельного скважинного заряда создает сжимающую нагрузку в объеме массива, вдвое превышающем объем отбиваемой породы. Поэтому возникает вопрос о величине потерь энергии взрывной волны. Этот вопрос фактически включаст три вопроса.

1. Насколько эффективна работа взрыва при разрушении породы? Достаточно уверенно можно сказать — очень высокая, по крайней мере, при правильно рассчитанном заряде. При взрыве такого заряда даже забойка вылетает из скважины значительно медленнее, чем при взрыве чрезмерно «перегруженного» заряда, дающем плохое дробление и низкое использование энергии. Это доказывает, что при правильно спроектированном взрыве большая часть энергии передается так или иначе породе. Кроме того, интенсивность сейсмических волн при хороших взрывах обычно значительно меньше, чем при сходных по параметрам, но дающих плохое дробление, что также свидетельствует об относительно высоком поглощении энергии хорошо раздробленной породой.

2. Каково относительное влияние смещения в сравнении со сжатием и разгрузкой массива на его разрушение при взрыве? На сжатие породы затрачивается только 10—15% энергии взрыва. Остальные 80—90% энергии идет на смещение взрываемой породы. Однако смещение также является важным аспектом механизма разрушения породы, поскольку без него дробление было бы почти невозможно. Конечно, вся энергия взрыва, идущая на смещение, сообщается разрушаемой породе, а не остающемуся неразрушенному массиву.

Легко доказать, что одно только относительное смещение породы без сколько-нибудь заметного сжатия может приводить к ее разрушению. Например, при отбойке породы высокими уступами хорошее дробление достигается просто за счет удара кусков породы о почву при падении с высоты уступа. Поскольку смещение породы может иметь важ-

ное значение, очевидно, что 85—90% полной энергии взрыва, не расходуемой на сжатие породы, является также полезной. Вопрос, конечно, в степени ее полезного использования. Учитывая важное значение энергии смещения, можно утверждать, что полезно используемая часть энергии взрыва при промышленной взрывной отбойке включает энергию сжатия и энергию смещения породы. Предвосхищая ответ на третий вопрос, можно даже утверждать, что примерно 0,7 $E_{общ}$, идущей на сжатие породы в той части массива, которая не отбивается взрывом, фактически может представлять собой долю энергии, используемую наилучшим образом.

3. Насколько же важно вторичное предразрушение? Имеется ряд убедительных свидетельств того, что при промышленной взрывной отбойке наряду с 0,3 $E_{общ}$, идущей на первичное дробление и первичное предразрушение породы, большое значение имеет вторичное предразрушение и, следовательно, имеет также сравнительно важное значение и остальные 0,7 $E_{общ}$. Первым и важнейшим аргументом являются наблюдаемые накопительные эффекты плохих взрывов, с одной стороны, и хорошие взрывы — с другой.

Почти всегда при переходе горного предприятия на применение нового ВВ проходит некоторое время, прежде чем эффективность взрывной отбойки поднимется до уровня, соответствующего взрывчатым характеристикам этого ВВ. Пусть, например, в карьере в течение некоторого времени применялась смесь АС — ДТ, характеризующаяся относительно низким детонационным давлением. Подобное ВВ практически не создает значительного предразрушения в большом объеме породы; его взрывная эффективность определяется главным образом высоким метательным действием. Поэтому порода, отбитая взрывами зарядов АС — ДТ, подвергается слабому первичному предразрушению, а вторичные предразрушения в подвергшемся взрывному сжатию, но не отбитом взрывом массиве также слабые или отсутствуют совсем. При попытках внедрения алюминизированных ПВВС на таких предприятиях результаты первых взрывов вызывают разочарование, но постепенно они улучшаются и, наконец, становятся превосходными. Это происходило не раз и не два, а почти постоянно.

Случается и обратное! Предприятие, на котором длительное время применялись только ПВВС или ВВВ, по какой-либо причине переходит на применение АС — ДТ. Результаты первых взрывов показались (и вероятно справедливо) хорошими; использование водосодержащих смесей было прекращено. Однако по прошествии некоторого времени результаты взрывной отбойки зарядами АС — ДТ стали ухудшаться и предприятию пришлось возобновить применение ПВВС и ВВВ.

Уместно привести еще один наглядный пример. При отбойке таконита взрыванием зарядов алюминизированной ПВВС результаты отбойки (см. табл. 10.4) в течение первых двух лет были превосходными, и стоимость ее снизилась. Вскоре после этого конкурирующая фирма установила нереально низкую цену на ВВ и вынудила поставщика поставлять более дешевые, но менее мощные водосодержащие смеси. Эти смеси, фактически изготовленные впервые, были приняты к применению. Работа шла успешно примерно в течение года, но затем стали

возникать трудности, которые достигли, наконец, предела и пришлось вновь применять иреджел 476. Результаты его применения были вначале разочаровывающими, но через несколько месяцев они несколько улучшились и, наконец, стали хорошими. К этому времени стала понятной причина этого улучшения — это вторичное предразрушение.

Взрывание ВВ, в результате чего в скважине развивается высокое давление и при оптимальных параметрах взрывной отбойки создаются высокие и на большом расстоянии от скважины отношения $\overline{\varepsilon}/|\varepsilon_0|$, дает не только превосходное первичное предразрушение с соответствующим снижением затрат на экскавацию, дробление и измельчение, но также значительно более высокую степень вторичного предразрушения, намного облегчающую взрывание последующих заходок. К сожалению, взрывникам бывает трудно оценить эффективность вторичного предразрушения, поскольку могут проходить многие месяцы, прежде чем им приходится производить взрыв массива, уже подвергавшегося предразрушению.

На руднике с мощным слоем весьма крепких вскрышных пород отбойка их производилась взрыванием зарядов ПВВС в скважинах диаметром 230 мм и глубиной 20 м. Высота же уступа составляла всего 12 м, следовательно, глубина перебура равнялась 8 м. Некоторые «специалисты» взрывного дела убедили директора рудника в ненужности подобной величины перебура и предложили применить более эффективный способ отбойки. Оставшийся в результате этого не разрушенный взрывом порог был сущим наказанием для взрывников в течение более года.

Очевидно, взрывники рудника знали этот карьер лучше кого-либо другого и поэтому следовало продолжать работать с таким перебуром. Стало ясно, что порода была настолько крепкой, что ее нужно было взрывать в два приема: вначале подвергать предразрушению, а затем дробить и убирать.

В настоящее время применяемые алюминизированные ПВВС, имеющие высокую плотность, и при $\Delta = 1$ позволяют не только дробить и предразрушать отбиваемую породу, но также предразрушать остающийся массив, облегчая работу последующих взрывов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Atchison T. C., "The Effect of Coupling on Explosive Performance", Drilling and Blasting Symposium, Colorado School of Mines Quarterly *56*, No. 1, January 1961, pp. 166-170 [see also Bur. of Mines RI 5797 (1961), 5509 (1959), 5514 (1959)].

2. Atchison T. C. and W. I. Duvall, "Effect of Decoupling..." *Rock Mechanics,* Pergamon Press (C. Fairhurst, Editor), MacMillan Co., N. Y., 1963.

3. Cook M. A. *The Science of High Explosives,* ACS Monograph No. 139, Reinhold Publishing Company, 1958 (currently published by Robert E. Krieger Publishing Company, Huntington, New York, 11743).

4. Cook M. A. *Science 132,* 1105, 1960.

5. Cook M. A., *Skillings'Review,* Vol. 49, No. 36, December 3, 1960, pp. 1-6, 18.

6. Cook M. A., *Eng. & Min. Jour.,* Sept. 1971, p. 140 (answer to J. R. Lansdale, ibid., July 1971, p. 77).

7. Cook M. A., V. O. Cook, R. B. Clay, R. T. Keyes, and L. L. Udy, Tr. SME, 236, pp. 383-392, 1966.

8. Duvall W. I. and T. C. Atchison, "Rock Breakage by Explosives", RI 5356 (Bur. of Mines), Sept. 1957; Missouri School of Mines and Metallurgy, Symposium on Mining Research, TS No. 97, p. 100 (1959), L. Obert, Bur. of Mines RI 6053 (1962).

9. Hino K., *Theory and Practice of Blasting*, Nippon, Kayaku Co., Ltd., 1959.

10. Johansson C. H. and P. A. Persson, *Detonics of High Explosives*, Academic Press, New York, London, 1970; P. A. Persson, N. Lundborg, and C. H. Johansson, "The Basic Mechanisms in Rock Blasting", Proceedings of the Second Congress of the International Society of Rock Blasting 5 - 3, Belgrade, Yugoslavia, 1970.

11. Khanukayev A. N. "Physical Nature of Rock Breakage", *Problems of the Theory of Destruction of Rocks by Explosives*, Publishing House of Academy of Science, USSR, Moscow, 1958, pp. 6-58.

12. Kovazhenkov, "Investigation of Rock Breakage", ibid., pp. 99-130.

13. Kolsky H., *Stress Waves in Solids*, Clarendon Press, Oxford, 1953.

14. Langefors U., and B. Kihlstrom, *Rock Blasting*, Almquist & Wiksell, Stockholm, 1963.

15. Lang L. C., and R. F. Favreau, ..A Modern Approach to Open-Pit Blast Design and Analysis", *The Canadian Mining and Metallurgy Bulletin*, June 1972, pp. 37-45.

16. Nicholls H. R. and W. I. Duvall, "Effect of Characteristic Impedance in Explosive-Generated Strain Pulses in Rock", *Rock Mechanics*, Pergamon Press, MacMillan Co., N. Y., 1963, pp. 331-347.

17. Obert L. and W. I. Duvall, "Generation and Propagation of Strain Waves in Rock", Part I, Bureau of Mines RI 4683, May, 1950.

18. Petkof B., T. C. Atchison and W. I. Duvall, "Photographic Observations of Quarry Blasts", Bureau of Mines RI 5849, 1961.

19. Rice M. H. and J. M. Walsh, *J. Chem. Phys. 26*, 824, 1957.

20. Rinehart J. S. and J. Pearson, *Behavior of Metals Under Impulsive Loading*, Am. Soc. Met., Cleveland, 1954.

21. Saxe H. C. "Explosion Crater Prediction Utilizing Characteristic Parameters", *Rock Mechanics*, Pergamon Press, MacMillan Co., N. Y., 1963.

22. Walsh J. M. and R. H. Christian, *Phys. Rev. 97*, 1544, 1955.

23. Wessman H. E. and W. A. Rose, *Aerial Bombardment Protection*, John Wiley & Sons, N. Y., 1963.

11. ЯДОВИТЫЕ ГАЗЫ ПРИ ВЗРЫВНЫХ РАБОТАХ В ПОДЗЕМНЫХ УСЛОВИЯХ

11.1. СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОПАСНОСТЬ ОКИСЛОВ АЗОТА И ОКИСИ УГЛЕРОДА В СОСТАВЕ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ

Ядовитые газы, образующиеся при детонации зарядов ВВ, представляют большую опасность при ведении взрывных работ в подземных условиях или в условиях плохого проветривания. Наиболее опасными продуктами детонации являются окислы азота и окись углерода. При одинаковой концентрации окислы азота (главным образом NO_2) являются намного более токсичными, чем окись углерода, которая, в свою очередь, значительно более токсична, чем другие продукты взрыва. Поэтому в СССР для определения объема ядовитых газов при взрыве принята формула [8].

$$y = x_{CO} + 6{,}5 x_{NO_2}, \tag{11.1}$$

в которой y выражает общий объем ядовитых газов, а x_{CO} и x_{NO_2} представляют удельные объемы (в литрах), выражаемые формулами

$$x_{CO} = \frac{a \cdot 1000 \cdot 0{,}08 Vp}{m \cdot 100}, \tag{11.2}$$

$$x_{NO_2} = \frac{b \cdot 1000 \cdot 0{,}053 Vp}{m \cdot 100}, \tag{11.3}$$

где V — «свободный объем» атмосферы (общий объем за вычетом объема отбитой породы); p — давление газов после взрыва; m — масса заряда; a и b — концентрация (мг/л) соответственно CO и NO_2. Таким образом, множитель 6,5 в уравнении (11.1) является коэффициентом относительной токсичности. Смысл его в том, что при одинаковой концентрации NO_2 в 6,5 раза токсичнее CO [8].

В США взрывчатые вещества по количеству выделяемых ядовитых газов классифицируются следующим образом [3]:

1) предохранительные. Количество выделяемых ими ядовитых газов не должно превышать 155 л/кг*.

2) непредохранительные:

ВВ 1-го класса с газовыделением менее 23 л/кг**;

ВВ 2-го класса с газовыделением от 23 до 50 л/кг;

ВВ 3-го класса с газовыделением от 50 до 100 л/кг.

---

* На основе испытаний в бомбе Бихеля зарядов диаметром 32 мм и длиной 200 мм.

** Для ВВ в патронах массой 200 г.

В Канадском справочнике взрывника [1] приведена такая же классификация, но с оговоркой, что взрывчатые вещества 2-го или 3-го класса не должны применяться в подземных условиях без специального разрешения местного Управления горной промышленности.

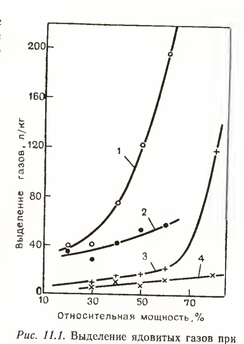


Рис. 11.1. Выделение ядовитых газов при взрывах зарядов, по Толчу и Перротту [9] (результаты не включают окислы азота):

1 — страйт-динамит; *2* — аммиачно-селитренный динамит; *3* — желатин-динамит; *4* — аммиачно-селитренный желатин-динамит

Помимо этой неопределенности, в правилах не учитывается различие между относительной токсичностью NO_2, CO и NH_3, которые просто считаются все ядовитыми, и обычно учитываются только NO_2 и CO. Тем не менее Горное бюро США признает, что NO_2 значительно токсичнее CO при равной молярной концентрации [3, 7, 13]. Так, Мэрфи [7] констатировал: «В 1954 г. на конференции главных гигиенистов было установлено, что максимальная допустимая концентрация NO_2 при восьмичасовом рабочем дне составляет пять частей на миллион. Максимально допустимая концентрация CO при восьмичасовом рабочем дне составляет 100 частей на миллион». Это показывает, что даже формула, принятая в СССР, может не вполне отражать относительную опасность окислов азота, хотя она до некоторой степени уменьшается благодаря растворимости NO_2 и NO в воде, поэтому, вероятно, коэффициент 6,5, принятый в СССР, ближе к истине, чем величина, равная 20, которая фигурирует в приведенных выше допустимых концентрациях. Напротив, Толч и Перротт [9], анализируя продукты детонации динамитов в 1929 г., даже не искали в них окислы азота, выражая общее количество ядовитых газов суммой $CO+H_2S$. Количество ядовитых газов, выделяемых различными динамитами, по данным этих исследований, приведено на рис. 11.1. Толч и Перротт, вероятно, пренебрегли NO_2, поскольку в более ранней работе Герднера, Хоуэлла и Джонса [5] было ошибочно указано, что в продуктах детонации динамитов практически не содержалось окислов азота.

11.1.1. Исследования удерживания ядовитых газов горной породой, проведенные в СССР

Согласно Б. Д. Росси, принятая в 1930 г. в СССР «норма» газовыделения для ВВ, допущенных к применению в подземных условиях, составляла 50 л/кг в пересчете на окись углерода по уравнению (11.1).

Это значительно более жесткая норма, чем установленная для предохранительных ВВ в США, в особенности принимая во внимание тот факт, что правилами США не учитывается значительно более высокая опасность окислов азота, хотя это хорошо известно.

Под редакцией Б. Д. Росси опубликован сборник, включающий ряд статей различных советских исследователей, в которых на основе широких маломасштабных экспериментов, проведенных между 1937 и 1941 гг. и «повторенных в более широком масштабе в 1952—1955 гг. в рудниках Кривого Рога, Урала, комбината в Апатитах, в шахтах Донбасса и в рудниках химического комбината в Березниках... в полиметаллических, молибденовых и других рудниках, было установлено, что объем выделяющихся при взрывном разрушении горных пород ядовитых газов зависит от физико-механических и химических свойств пород, условий ведения взрывных работ, состава и количества гидроизолирующих материалов оболочек патронов ВВ, состава ВВ и взрывчатых смесей». Б. Д. Росси разделил ядовитые газы в шахтах и рудниках на три категории.

1. Некоторое количество взрывных газов попадает непосредственно в атмосферу рудника. Они смешиваются с воздухом и могут взаимодействовать с ним.

2. Некоторое количество газов адсорбируется породой, разрушенной взрывом и удаляемой из выработок.

3. Под давлением взрыва некоторое количество газов проникает в трещины и поры в кровле, боках и почве горных выработок.

Большинство исследований ядовитых газов касается только CO и NO_2, относящихся к I категории, из них CO остается в воздухе и подлежит удалению вентиляцией, а окислы азота самопроизвольно окисляются до NO_2, которая либо остается в воздухе в виде газа, либо поглощается влагой с образованием азотной и азотистой кислот, капельки которой оседают на почве, стенах и на поверхности отбитой породы.

Несомненно, что советская работа содержит единственные опубликованные данные по проблеме ядовитых газов II и III категории, а также по проблеме несомненно важной, но ранее длительное время игнорируемой и возникшей благодаря применению детонаторов, выделяющих в атмосферу пары ртути и азида свинца при взрыве первичных инициирующих зарядов из гремучей ртути и азида свинца. Росси упоминает также другие вредные соединения металлов и металлоидов в составе пород, а также ядовитые газы, выделяемые машинами и механизмами, которые выделяют акролеин и другие газы.

Бересневич [8] изучал выделение CO в железорудных карьерах Кривого Рога при взрыве зарядов тротила и смесей тротила с АС составов 50/50 и 80/20. Проведенные измерения процентного содержания CO в атмосфере в зависимости от времени для указанных трех видов ВВ при различных условиях позволили графически продемонстрировать важное значение захвата породой ядовитых газов и их выделение во времени.

Гагауз и Дребница [8] изучали выделение ядовитых газов при подземных взрывных работах на рудниках Кривого Рога с применением

аммонита № 6ЖВ и водоустойчивого динафталита. Цель их исследования — установить зависимость между составом и количеством ядовитых газов, условиями проведения взрывов, материалом оболочки и физико-механическими свойствами взрываемых пород. Полученные ими результаты позволили сделать следующие выводы.

1. Состав и количество ядовитых газов зависят главным образом от физико-механических свойств взрываемых пород.

2. При взрывании открытых сосредоточенных зарядов образуется в пересчете на CO 36,5 л газов на 1 кг ВВ.

3. При взрыве заряда ВВ в шпуре или скважине около 67% выделившегося CO образуется за счет окисления оболочки патронов.

4. При взрывной отбойке крепких горных пород образуется больше окислов углерода и меньше окислов азота, чем при взрывании сильнотрещиноватых слабых пород.

5. В процессе взрывания 1 г тонкодисперсной пыли адсорбирует до 0,007 мг CO и до 0,2265 мг NO_2.

Янов, Сахновский и Клыков [8] изучали образование пыли и ядовитых газов при проходке вертикальных горных выработок. Они также установили, что ядовитые газы выделялись из отбитой породы при ее погрузке и что CO выделяется тем больше, чем крепче порода. Максимальное количество CO наблюдалось при углубке шахтного ствола в гранитах и наименьшее — в аркозофилитах, хотя при проходке вертикальных выработок по другим породам такой же крепости концентрации CO были иными. В амфиболите концентрация CO была в 2—3 раза меньше, чем в граните, а в аркозофилитах CO было меньше, чем в аркозах такой же крепости. Авторы работы пришли к заключению, представляющему особенный интерес:

«2... при прочих равных условиях с увеличением крепости пород возрастает количество CO.

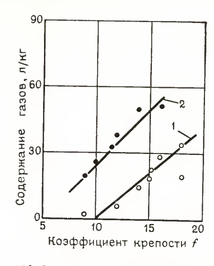
3. Наибольшее количество CO наблюдалось в сухих рудниках или рудниках с низким притоком воды (0,6—0,9%). В рудниках с сильным капежом и притоком воды более 1,5 $м^3/ч$ концентрация CO не превышала величины, допускаемой санитарной нормой.

4. Начальная концентрация окислов азота на орошаемых поверхностях выше, чем на сухих»...

«7. NO и CO выделяются при уборке отбитой породы». Янов и др. [8] установили, что содержание SiO_2 в слое породы, прилегающем к скважине и отбитом взрывом, уменьшалось в 1,5—2 раза (а содержание окислов металлов соответственно увеличивалось). Кроме того, в составе пыли возрастало содержание SiO_2 и уменьшалось содержание окислов металлов по сравнению с первоначальным составом породы на расстоянии 25—30 см от скважины. Авторы заключили, что химический состав породы не влияет на удерживание породой ядовитых газов.

На рис. 11.2 и 11.3 они демонстрируют и другие интересные данные, подтверждающие приведенные выше заключения.

Балковой и Остроушко [8] изучали ядовитые газы, выделяемые аммоналом ВА-8, и их удерживание различными видами пород.



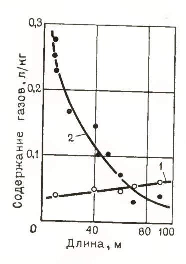


Рис. 11.2. Зависимость содержания окиси углерода (*1*) и двуокиси углерода (*2*) в воздухе после взрыва от крепости породы

Рис. 11.3. Изменение содержания окислов азота (*1*) и окиси углерода (*2*) по длине выработанного пространства

На рис. 11.4 приведена схема расположения заряда и набора проб воздуха при взрывании, а на рис. 11.5 — полученные при этом результаты.

На рис. 11.6 показана схема расположения шпуров для определения глубины проникания ядовитых газов в породу; полученные результаты показаны на рис. 11.7. Было установлено, что аммонал ВА-8 выделял СО в количестве 43,5 л/кг при отсутствии его захватывания породой и только 16,6 л/кг СО поступало в атмосферу при взрывной отбойке породы. Количество ядовитых газов, выделявшихся в атмосферу из отбитой породы и стен выработок, зависело от продолжительности и интенсивности вентиляции. В работе нет данных об относительном объеме ядовитых газов, первоначально адсорбированных породой, стенами и т. д., но подразумевается, что он близок к указанной выше разности (43,5—16,6 г/кг). Не следует ожидать, что концентрация ядовитых газов при взрывании замкнутых зарядов будет так же высока, как при взрывании открытых зарядов.

Дудырев и Шутова [8] на основании изучения адсорбции ядовитых газов на кварцевой пыли установили, что изотермы адсорбции характерны для «типа I». На основе данных о содержании пыли и газа в воздухе непосредственно после взрыва они заключили, что «... адсорбция ядовитых газов является характерным свойством тонкодисперсной кварцевой пыли, которая может вызывать силикоз. Повышенная вредность рудничной пыли объясняется адсорбцией ядовитых газов...».

Дудырев, Оборин, Ильина и Решетова исследовали десорбцию ядовитых газов из рудничной пыли [8]. Изучив 24 образца пыли, собранной после взрывов, они нашли, что общая десорбция NO_2 состав-

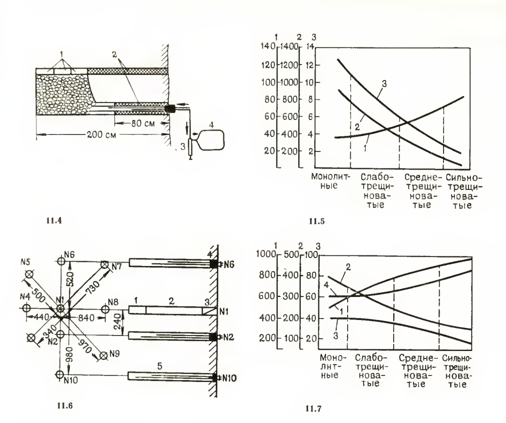


Рис. 11.4. Схема устройства для определения количества газов, захватываемых породой:
1 — патроны ВВ; *2* — песчано-глинистая забойка; *3* — насос; *4* — резиновая камера

Рис. 11.5. Зависимость количества захваченной окиси углерода от структуры пород:
1 — количество CO (%), захваченное породами в момент взрыва, %; *2* — время (ч) выделения CO; 3 — количество CO (%), оставшееся в породах за период наблюдения

Рис. 11.6. Схема комплектов шпуров для определения глубины проникания окиси углерода:
1 — заряд ВВ; *2* — забойка; *3* — клинья; *4* — металлическая пробка шпура; *5* — металлическая трубка

Рис. 11.7. Зависимость:
1 — глубины проникания (мм) CO от структуры пород; *2* — времени (ч) нахождения CO в породах; *3* — содержания CO (%) в шпуре № 1 от структуры пород; *4* — содержания CO (%) в шпурах № 2—10 от структуры пород

ляет 0,0407 мг/г и CO — 0,00486 мг/г. По характеру кривых десорбции они заключили, что потенциалы адсорбции этих газов являются высокими. Они установили также, что отношение NO/NO_2 изменяется в широких пределах и что содержание NO_2 и пыли заметно уменьшается при взрывании зарядов с водяной забойкой.

11.2. ОБРАЗОВАНИЕ ЯДОВИТЫХ ГАЗОВ ПРИ ВЗРЫВАХ ЗАРЯДОВ АС — ДТ

Торней, Мэрфи, Деймон и Ван Дола провели тщательное изучение выделения ядовитых газов при взрыве зарядов из смеси АС — ДТ в бомбе Кроушоу — Джонса. Они изучали зависимость выделения СО и окислов азота от процентного содержания нефтепродукта, влияние массы промежуточного детонатора на выделение окислов азота смесями с нулевым кислородным балансом (94,3/5,7), изготовленными на АС с покрытиями и без покрытий гранул, а также влияние добавок воды к смесям АС — ДТ состава 96,2/3,8; 94,3/5,7 и 92,6/7,4 на выделение окислов азота. С учетом влияния использовавшихся при этом тетриловых боевиков на результаты исследований, авторы пришли к следующим выводам.

Количество выделявшейся СО при наиболее неблагоприятных условиях не более чем в 2 раза превышало газовыделение от динамита. При составе смесей, соответствующем или близком к нулевому кислородному балансу, выделение СО было намного ниже, чем от обычных динамитов. Даже для смесей с умеренным недостатком кислорода количество выделявшейся СО было лишь немного больше, чем для динамита. Следовательно, смеси АС — ДТ не выделяют опасных количеств СО, за исключением составов с наиболее высоким недостатком кислорода.

Однако последние обычно имеют резко пониженную чувствительность и соответственно детонационную способность. Напротив, имеющиеся данные показывают, что при взрывах зарядов АС — ДТ выделяется значительно больше окислов азота, чем от динамитов. Кроме того, выделение окислов азота резко возрастает при недостаточно мощном инициаторе. Соответственно введение в смеси АС — ДТ воды в количестве, достаточном для снижения чувствительности к возбуждению детонации, будет приводить к дальнейшему увеличению выделения окислов азота.

Опасность продуктов взрыва, содержащих столь высокие количества окиси азота и двуокиси азота, трудно переоценить. Еще в 1954 г. на конференции главных гигиенистов промышленности было установлено, что максимально допустимая концентрация двуокиси азота при восьмичасовом пребывании в их атмосфере составляет пять частей на миллион по сравнению с соответствующей концентрацией для окиси углерода, равной 100 частям на миллион. Даже кратковременное воздействие более высоких концентраций окислов азота может привести к острому раздражению легких, характерные симптомы которого проявляются лишь спустя несколько часов после их вдыхания.

Известны случаи, когда смерть наступала через сутки или даже через несколько дней после воздействия высоких концентраций окислов азота.

При надлежащем инициировании заряды смесей АС — ДТ с нулевым кислородным балансом выделяют колеблющиеся в широких пределах, но обычно значительные количества окислов азота. При отсутствии добавок воды они колеблются от $8,8 \cdot 10^{-4}$ до $29,6 \cdot 10^{-4}$ $м^3/кг$,

что в 20 раз больше, чем для обычных динамитов. При добавках воды выделяется еще большее количество окислов азота.

Это иследование, хотя и не исчерпывающее, убедительно показывает, что смеси АС — ДТ могут выделять более опасные продукты взрыва, чем обычные динамиты, рекомендованные для подземного применения. Это заключение подтвердилось позднее результатами, полученными при использовании недостаточно мощных инициаторов.

Все эти выводы свидетельствуют о недопустимости применения смесей АС — ДТ в подземных условиях. Однако проводятся дополнительные исследования по этой проблеме.

В руководстве по взрывному делу компании «Дюпон» [3] характеристики смесей АС — ДТ в отношении выделения ядовитых газов определены следующим образом.

Рис. 11.8. Влияние массы промежуточного детонатора на количество ядовитых газов, выделяемых смесью АС—ДТ состава 94,3/5,7 [в пересчете на СО по принятой в СССР формуле (11.1)]:

1 — АС без покрытия гранул; *2* — АС с покрытием гранул; *3* — АС с покрытием гранул, боевик из желатин-динамита; *4* — газовыделение электродетонатора

Простые смеси АС — ДТ могут выделять большое количество ядовитых газов. Вследствие миграции или потерь нефтепродукта путем испарения смесь может оказаться несбалансированной. Если, например, в простой смеси АС — ДТ часть нефтепродукта испарится или стечет на дно контейнера, то в верхней части контейнера в составе смеси будет недостаток нефтепродукта, и такая смесь будет при взрыве выделять большое количество окислов азота. В то же время в смеси на дне контейнера будет избыток нефтепродукта, и она даст большое количество окиси углерода.

На рис. 11.8 показана зависимость газовыделения для смеси АС — ДТ состава 94,3/5,7, т. е. с нулевым кислородным балансом [в пересчете на СО по уравнению (11.1)] от массы промежуточного детонатора. Результаты ясно показывают важность применения достаточно мощного боевика, поскольку при применении боевиков из прессованного тетрила массой более 10 г или иных, эквивалентных им по мощности, выделение ядовитых газов было минимальным. Как и следовало ожидать, количество ядовитых газов несколько уменьшалось, если вместо тетриловых боевиков массой 35 г для инициирования зарядов АС — ДТ применялись боевики из желатин-динамита такой же массы. Торней и др. не приводят данных по газовости при применении боевиков из динамита меньшей массы, но опять же наименьшего количества ядовитых газов от АС — ДТ следует ожидать при применении боевиков из динамита массой от 10 до 20 г.

Неопубликованные результаты широких исследований, проведенных компанией LKAB (Швеция), показали, что наименьшее количество ядовитых газов выделялось при инициировании зарядов АС — ДТ боевиками из алюминизированного ВВВ айримайта, которое было значительно меньше, чем при применении боевиков из динамита.

Ван Дола, Мэрфи, Ханнах [12, 13] продолжили лабораторную работу Торнея и др. в условиях проходки туннеля. Они исследовали смеси АС — ДТ с кислородным балансом, равным +7, нулевым и —7%, а, чтобы исключить влияние миграции нефтепродукта, заменили его парафином. Они не обнаружили заметного влияния вида использованной АС: гранулированная АС с покрытием гранул давала по существу такие же результаты, что и гранулированная АС без покрытия гранул. Смеси с нулевым кислородным балансом давали в среднем 22 л/кг CO и 6 л/кг NO_2, но при кислородном балансе, равном +7%, объем NO_2 увеличивался более чем в 2 раза. Следовательно, в пересчете на CO по уравнению (11.1) объем ядовитых газов составил от 74 л/кг при нулевом до 150 л/кг при кислородном балансе ±7%.

Ван Дола и др. был сделан еще один важный вывод о зависимости количества ядовитых газов от эффективности детонации. Как правило, смеси АС — ДТ с более высокой чувствительностью выделяли меньше ядовитых газов, чем менее чувствительные смеси с таким же кислородным балансом. Они также пришли к заключению, что результаты испытаний в бомбе Кроушоу — Джонса давали показатели, обеспечивающие достоверную оценку объема ядовитых газов от смесей АС — ДТ и других смесей в реальных условиях. В итоге они показали, что NO_2 является наиболее опасным компонентом взрывных газов АС — ДТ не только потому, что они выделяются в значительных объемах (отношение NO_2/CO изменяется от 0,25 до 2,0 в зависимости от положительного кислородного баланса), но также и потому, что NO_2 не исчезает даже при кислородном балансе —7%.

11.3. СОСТАВ ЯДОВИТЫХ ГАЗОВ ПРИ ВЗРЫВАХ ЗАРЯДОВ ВВВ И ПВВС

В Информационном циркуляре Горного бюро США за октябрь 1970 г. для четырех низкоплотных ВВВ с тонкочешуйчатым алюминием приведены сравнительные данные по объему выделяемых ядовитых газов, составлявшему от 3 до 8 л/кг [6, 11]. Однако фактический состав продуктов взрыва для этих ВВВ не был указан. Поэтому при оценке газового состава для ВВВ и ПВВС будем руководствоваться экспериментальными данными фирмы ИРЕКО.

11.3.1. Продукты взрыва водосодержащих ВВ типа сларри

В подземных условиях были проведены испытания двух ранних ВВВ, разработанных фирмой ИРЕКО, а именно ДБА-2 и ДБА-3.

ТАБЛИЦА 11.1

Состав и количество ядовитых газов для ДБА-2 и ДБА-3

Сорт смеси	Место измерения	CO, %	CO/CO_2	NH_3, %	Окислы азота
ДБА-3	У почвы В середине У кровли	0,043 0,031 0,011	0,014 0,012 0,003	0,066 0,034 0,030	0,057 0,056 0,030
	Среднее	0,030	0,010	0,043	0,051
ДБА-2	В середине У кровли	0,020 0,022	0,01 0,01	0,029 0,035	4/1000000* 20/1000000*
	Среднее	0,021	0,01	0,032	12/1000000*

* На основе разности результатов анализов до и после взрыва, поскольку взрыв ДБА-2 следовал за взрывом ДБА-3 и не все окислы азота от этого взрыва поспевали исчезнуть.

В состав ДБА-2 входили в равных количествах крупнодисперсный тротил, нитрат натрия и аммиачная селитра, а также вода и гуар-гам. ДБА-3 представлял собой ВВВ, содержащее состав В. Обе смеси были рассчитаны на близкий к нулевому кислородный баланс и должны были иметь оптимальный состав продуктов детонации. Определение газового состава проводилось в 1959 г. на руднике в Драй Каньон близ Тунле штата Юта. Пробы рудничного воздуха отбирали в непроветриваемых выработках работниками в рудничных противогазах типа Кэмокс. Пробы отбирали в эвакуированные стеклянные бутылки вместимостью 500 мл, открываемые вблизи забоев вскоре после взрыва, который производился по обычному паспорту проходческих работ с применением прямых врубов, шпуров диаметром 38 мм и длиной 1,8 м и пентолитовых боевиков массой 10 г. Пробы отбирались у почвы (за исключением испытаний ДБА-2), на средней высоте и у кровли и подвергались анализу на CO на инфракрасном спектрометре Модели 21 Перкин Елмер с размером кюветы 1 м и призмой из NaCl и анализу на NO_2 фенолдисульфонокислотным методом. Результаты приведены в табл. 11.1.

Из табл. 11.1 видно, что хотя смесь ДБА-3, сенсибилизированная составом В, выделяла значительно большее количество NO_2, чем ВВВ с тротилом, количество ядовитых газов даже в первом случае было сравнительно небольшим.

В феврале 1960 г. железный рудник «Маунтен» (штат Миссури) провел сравнительные испытания на газовыделение ДБА-3 и динамита, причем при каждом взрыве суммарная масса заряда в 28 шпурах диаметром 38 мм составляла 95 кг ДБА-3. Доктором Ван Дола из Горного бюро США на месте производились колориметрические анализы проб на CO, но она не была обнаружена. Фирма ИРЕКО анализировала свои образцы проб фенолдисульфонокислотным методом, причем обна-

ружилось, что содержание NO_2 составляло менее 4 частей на миллион. Однако образцы, отобранные доктором Клеем из фирмы ИРЕКО, содержали CO в количестве около 50 частей на миллион, а отношение CO/CO_2 составляло около 0,05. Для динамита же концентрация CO составляла 100 частей на миллион и отношение CO/CO_2 равнялось 0,067.

Как и смеси АС — ДТ, ВВВ с составом В выделяли NO_2 больше, чем это желательно, причем отношение NO_2/CO равнялось примерно единице. Хотя смесь ДБА-3 выделяла относительно мало ядовитых газов, ее «эквивалент CO» был в несколько десятков раз выше, чем у ДБА-2. Таким образом, ВВВ на тротиле (ДБА-2) имеет превосходный газовый состав. Полученные сведения о газовом составе продуктов взрыва ВВВ дают возможность разрабатывать ВВВ на тротиле с еще более улучшенным газовым составом для подземного применения, где для заряжания шпуров пока нет ничего лучшего, чем применяемые сейчас айримайты.

11.3.2. Ядовитые газы, выделяемые ВВВ и ПВВС

Айримайт и айригель 724 являются ВВВ наиболее перспективными для подземного применения. Оба они обладают прекрасными качествами с точки зрения состава продуктов взрыва, как видно из приведенных ниже экспериментальных данных. Можно считать, что эти алюминизированные ПВВС и ПВВС с нефтепродуктами совершенно не выделяют ядовитых газов. Айригель 724 не содержит азота и содержит очень мало углерода и поэтому не может выделять окислы азота, а образование CO можно предотвратить применением смесей с достаточно положительным кислородным балансом. Однако для достижения таких идеальных результатов необходимо еще точнее регулировать кислородный баланс айримайта.

11.3.3. Газовый состав продуктов взрыва айримайта по данным Горного бюро США

Образцы айримайта 40, 60 и 80 испытывались Горным бюро США на газовыделение дважды. Кислородный баланс образцов в первой серии испытаний равнялся нулю, а общий кислородный баланс айримайта в полиэтиленовой оболочке составлял —2%. Результаты испытаний (табл. 11.2) показали, что полиэтилен несомненно участвует в реакции, создавая отрицательный кислородный баланс. Поэтому во второй серии испытаний в 1971 г. был отрегулирован до нулевого кислородный баланс айримайтов вместе с оболочкой, а не только самих айримайтов. Поэтому газовый состав второй серии был намного лучше, можно сказать почти идеальным. Вероятно, наиболее значительными результатами этих исследований являлись низкие значения отношения NO_2/CO_2 (от 0,1 до 0,7) и низкое значение эквивалента CO (по уравнению 11.1 составлявшего 0—19 л/кг).

ТАБЛИЦА 11.2

Результаты газовыделення айримайтов (по результатам исследований Горного бюро США)

Дата испытаний	Айримайт	CO, л/кг	Окислы азота, л/кг	CO+6,5×(окислы азота), л/кг
16 сентября 1970 г.	Айримайт 40 в бомбе Бихеля	5	Нет	5
	В бомбе Кроушоу — Джонса	11,2	1,2	19
	Айримайт 60 в бомбе Бихеля	14(1,2)	Нет	14(1,2)
	В бомбе Кроушоу — Джонса	11,2(2,4)	0,2(0,5)	12,5(14,4)
	Айримайт 80 в бомбе Бихеля	10,5	Нет	10,5
	В бомбе Кроушоу — Джонса	8,1	<0,06	<12
8 июня 1971 г.	Айримайт 40 в бомбе Бихеля	Нет	Нет	Нет
	В бомбе Кроушоу — Джонса	3,1	2,2	17,1
	Айримайт 60 в бомбе Бихеля	Нет	Нет	Нет
	В бомбе Кроушоу — Джонса	3,1	0,7	7,6

Примечания.
1. Все айримайты, испытываемые Горным бюро США а 1970 г., имели небольшой отрицательный кислородный баланс, тогда как составы, испытанные в 1971 г., имели нулевой кислородный баланс вместе с оболочкой.
2. В скобках указаны результаты повторных испытаний.

11.3.4. Сравнительные данные по газовыделению некоторых шведских ВВ и айримайтов

Компания LKAB любезно предоставила автору три графика, построенных по данным газовыделения шведских ВВ, применяемых на рудниках этой компании. В табл. 11.3 — 11.5 приведены данные по вы-

ТАБЛИЦА 11.3

Газовыделение от динамекса по шведским данным

Оболочка	CO, л/кг	NO_2, л/кг	$CO+6,5NO_2$, л/кг
Картонная трубка	41,5	0,5	44,7
Бумага:			
открытый заряд	33	17	144
при взрыве в песке	25	12	102
при взрыве в шпуре	22	?	>22
Полиэтилен:			
открытый заряд	24	16	128
при взрыве в песке	22	12	99
при взрыве в шпуре	10	5	42,5
Без оболочки:			
открытый заряд	22,5	17,5	136
при взрыве в песке	15	13	99,5

ТАБЛИЦА 11.4

Сравнительные данные для ряда ВВ

ВВ	Материал оболочки	CO	NO_2	$CO+6,5NO_2$
Майтекс	Бумага	17	19	140
	Полиэтилен	7	19	130
	Без оболочки	5	23	155
Диналит	Бумага	23	24	189
	Полиэтилен	8	19	131
Динамекс	Бумага	25	12	103
	Полиэтилен	22	12	100
	Без оболочки	15	12	93
Гидролит		4	10	69
Реомекс-20		7	2,5	23
Реомекс-40		2	1	8,5
Реомит А 01		8	11	79
Реомит А 18		3,5	6,5	45,5
Риалит		10	15,5	110

ТАБЛИЦА 11.5

Выделение CO при взрывании зарядов в шпурах

ВВ	Материал оболочки	CO	NO_2	$CO+6,5NO_2$
Динамекс	Полиэтилен	10,1	?	?
Прайллит	Без оболочки	2,3	?	?
		4,4	?	?

делению CO и NO, полученные из этих графиков вместе с некоторыми другими данными.

По названиям ВВ видно, что некоторые из них являются динамитами, другие — ВВВ и АС — ДТ, но никаких других данных не имеется. Сопоставление данных по газовыделению шведских ВВ и айримайтов показало значительное преимущество последних.

11.3.5. Теория газовыделения для айримайтов

Продукты детонации промышленных ВВ кроме CO_2, H_2O, N_2, $CaCO_3$, Na_2CO_3, $NaHCO_3$, Al_2O_3, Na_2SO_4, Na_2S, Na_2SO_3, H_2 и других нетоксичных веществ включают ядовитые вещества — CO, окислы азота, H_2S, NH_3, CH_4, C_2H_6 и другие в зависимости от многих факторов. Важными характеристиками газовыделения являются отношения H_2/CO, а также CO/CO_2, NO_2/CO и другие. Первичный состав продук-

тов взрыва айримайтов определяется следующими основными уравнениями равновесия (порядковые номера которых соответствуют порядку перечисления в монографии автора [2]):

$$CO + H_2O \rightleftharpoons CO_2 + H_2; \qquad (5)$$

$$CH_4 + CO_2 \rightleftharpoons 2CO + 2H_2; \qquad (12)$$

$$2NO \rightleftharpoons N_2 + O_2; \qquad (9)$$

$$NO + CO \rightleftharpoons {}^1/_2N_2 + CO_2; \qquad (14)$$

$${}^1/_2N_2 + {}^3/_2H_2 \rightleftharpoons NH_3; \qquad (15)$$

$$Al_3O + 2CO_2 \rightleftharpoons Al_2O_3 + 2CO. \qquad (28)$$

Важное значение имеет также реакция

$$2NO + O_2 \longrightarrow 2NO_2.$$

Наиболее важными равновесными уравнениями для айримайта являются (5), (12) и (14), поскольку концентрации или токсичность других ядовитых газов настолько малы, что ими можно пренебречь. Термодинамическая константа равновесия для уравнений (5) и (12) выражается в виде

$$F^2K_5K_{12} = \frac{[CH_4]\,[H_2O]}{[CO]\,[H_2]}, \qquad (11.4)$$

где F — коэффициент летучести, определяемый в работе [2]. В условиях детонации айримайта F равняется примерно 300. T_3 изменяется от 2800 К для айримайта 40 до 3800 К для айримайта 80. Следовательно, $F^2K_5K_{12}$ может колебаться от 200 для айримайта 40 до 20 для айримайта 80. Для айримайта 40 отношение $[CH_4]/[CO][H_2]^3$ должно равняться 100, а для айримайта 80 — около 10, свидетельствуя о том, что при взрыве концентрация CH_4 будет заметно выше, чем CO и H_2 (CH_4 даже при значительных концентрациях нетоксичен).

При расширении продуктов детонации F будет резко падать, обусловливая быстрое исчезновение CH_4 из-за сдвига равновесия в уравнениях (5) и (12) вправо и одновременное увеличение концентрации H_2 и CO примерно в отношении 3/1. Точно так же резкий сдвиг равновесия уравнения (12) вправо приведет к образованию H_2 и CO в отношении от 2,5 до 2,7 в зависимости от концентраций H_2O и CO_2 в продуктах взрыва айримайта.

11.3.6. Изучение продуктов взрыва айримайта

В бомбе Бихеля происходит совершенно свободное расширение продуктов детонации от малого до значительного объема без выполнения работы. Поэтому величина F внезапно и резко падает от 300 до значений, меньших единицы. Согласно измерениям (1970 г.), отношение

H_2/CO в бомбе Бихеля составляло 2,9 для айримайта 40, 2,6 для айримайта 60 и 2,7 для айримайта 80, что соответствует изложенной выше теории. (При испытаниях в 1971 г. концентрации CO и H_2 были незначительными). Эти результаты фактически означают, что реакция по уравнению (5.12) имеет примерно в 10 раз большее влияние, чем реакция по уравнению (12), что соответствует практике, поскольку концентрация H_2O в продуктах взрыва айримайта (в момент взрыва) на порядок выше, чем концентрация CO_2. Таким образом, наблюдаемые в бомбе Бихеля величины отношения H_2/CO вполне соответствуют термодинамическим условиям этой системы.

11.3.7. Результаты испытаний айримайта в бомбе Кроушоу — Джонса

Бомба Кроушоу — Джонса предназначалась (в том числе) для преодоления затруднений, обусловленных несоответствием свободного расширения продуктов взрыва в бомбе Бихеля реальным условиям взрыва заряда. Поэтому в бомбе Кроушоу — Джонса взрыв заряда производится в имитации шпура. Однако при взрыве заряда в таком искусственном шпуре продукты взрыва не совершают работы, поскольку стенки «шпура» не дробятся, поэтому условия испытания заряда в бомбе Кроушоу — Джонса только частично приближаются к условиям охлаждения продуктов детонации при реальном взрыве. Увеличение охлаждения CH_4 и C_mH_n приводит к снижению CO и H_2. По данным Горного бюро США, концентрации H_2, CO и отношение H_2/CO, измеренные в бомбе Кроушоу — Джонса, были действительно ниже, чем в бомбе Бихеля. Однако концентрации ядовитых газов для айримайта в реальных условиях должны быть еще ниже, чем при измерениях в бомбе Кроушоу — Джонса, поскольку охлаждение CH_4 и C_mH_n в реальных условиях взрыва должно быть значительно сильнее. Указанные недостатки испытаний в бомбах Бихеля и Кроушоу — Джонса компенсируют введением «переводного» коэффициента, позволяющего пересчитать данные испытаний в этих бомбах в количества ядовитых газов в реальных условиях.

Сказанное подтверждают более низкие значения H_2/CO, измеренные в бомбе Кроушоу — Джонса в 1970 г. и равные 2,3; 1,7 и 1,8 по сравнению с соответствующими значениями, полученными в бомбе Бихеля и составлявшими 2,9; 2,6 и 2,7, а также конечными концентрациями $CH_4+C_mH_n$, измеренными в бомбе Кроушоу — Джонса соответственно для айримайта 40, 60 и 80.

11.3.8. Зависимость газовыделения айримайтов от кислородного баланса

Несомненно, что при испытаниях зарядов в бомбе Бихеля полиэтиленовые оболочки реагируют полностью и возможно, что это происходит и в бомбе Кроушоу — Джонса. То же происходит с оболочками

патронов динамита. Поэтому кислородный баланс динамитных патронов рассчитывают обычно с учетом влияния оболочки. В этом отношении айримайты находятся в более выгодном положении, чем динамиты, поскольку отношение массы оболочки к массе ВВ у динамитов примерно в 8 раз больше, чем у айримайтов, и в производственных условиях оболочки динамитных патронов могут реагировать не полностью. Опыт показал, что при детонации патронов динамита в шпурах бумажная оболочка реагирует не полностью, как это происходит при испытаниях в бомбах Бихеля и Кроушоу — Джонса. Полиэтиленовые оболочки айримайтов, по-видимому, должны реагировать в шпурах медленнее, чем бумажные оболочки патронов динамита, поскольку, во-первых, бумага реагирует быстрее полиэтилена, во-вторых, предназначенные для подземного применения, сами по себе ВВ имеют значительно более высокий **положительный** кислородный баланс (хотя общий кислородный баланс ВВ и оболочки отрицательный), что способствует реакции оболочки и, в-третьих, продукты взрыва динамитов, как правило, имеют более высокую температуру, чем продукты детонации айримайтов.

Поэтому при расчете общего кислородного баланса не следует слишком строго учитывать реакцию полиэтиленовых оболочек патронов айримайтов, поскольку это может вызвать излишнее образование окислов азота.

11.3.9. Выделение окислов азота при взрыве зарядов айримайтов

Хотя кажется, что равновесие $2NO \rightleftarrows N_2 + O_2$ не зависит от давления, на самом деле оно слабо зависит от давления, как показывает константа равновесия системы уравнения (14) и (24) из работы [2]

$$K_{14} = \frac{[NO]\,[CO]}{[N_2]^{1/2}\,[CO_2]} F^{1/2}. \qquad (11.5)$$

Высокое давление приводит к сдвигу равновесия в уравнении (14) вправо и, следовательно, к уменьшению концентрации NO и CO. Таким образом, более низкая температура и высокое давление при взрыве айримайтов более благоприятны в отношении образования NO и CO, чем у динамитов, но K_{14} резко возрастает с повышением температуры, а температура быстро возрастает с увеличением содержания алюминия вплоть до 8%. Однако повышение температуры свыше 3800 K сдерживается реакцией $Al_2O_3 \rightleftarrows Al_2O + O_2$. Температура же взрыва динамитов T_3 изменяется от 3100 K для 40%-ного страйт-динамита до 3700 K для 60%-ного и до 4700 K для 100%-ного желатин-динамита. Содержание углерода в них также выше, чем в айримайтах. По этим двум причинам айримайты выделяют меньшее количество NO и CO, а также имеют более высокое значение F.

После образования NO при взрыве он спонтанно реагирует с кислородом воздуха, образуя NO_2. Поэтому, если заряд взрывают в при-

сутствии свободного кислорода, появляется NO_2 (красновато-коричневый ядовитый газ). Конечно, он является более опасным газом, но его концентрация в значительной степени определяется концентрацией NO, выделяющейся в результате первичной реакции. Абсолютную же величину NO можно рассчитать по уравнению

$$NO = F^{-1/2} K_{14} [N_2[^{1/2}/x, \tag{11.6}$$

где $x = CO/CO_2$. При $x \approx 0{,}25$, $F = 300$ и $N = 0{,}7$ получаем $NO \approx 0{,}2\ K_{14}$ молей/100 г. Это составляет 0,044 K_{14} или $1{,}26 \cdot 10^{-5}$, $1{,}89 \cdot 10^{-4}$ и $0{,}63 \cdot 10^{-2}$ м^3/кг соответственно для айримайта 40, 60 и 80.

Хотя показанная здесь закономерность не была обнаружена при испытаниях в бомбе Кроушоу — Джонса, но порядок величин был таким же. Возможно, что это было вызвано тормозящим действием реакции полиэтиленовой оболочки, доля которой увеличивалась с повышением T_3 (и содержания алюминия), что компенсировало увеличение K_{14} для более высокопроцентных сортов айримайта. Величина x также должна медленно возрастать с повышением температуры, что обусловлено влиянием T_3 на константу равновесия K_5 «водяного газа» и диссоциацию H_2O и CO_2.

11.3.10. Азотный баланс по данным Горного бюро США

Учитывая точность измерений, проводимых Горным бюро США, рассмотрим результаты по N_2, полученные в 1970 г. Во-первых, отметим, что в результаты измерений в бомбе Кроушоу — Джонса следует вводить поправку, равную 10,7 л/кг на объем воздуха, остающегося в бомбе объемом 90 л, эвакуированной до давления 6650 Па (значение объема бомбы Бихеля не указано, но оно примерно такое же. Однако, учитывая некоторые неопределенности в отношении измерений в бомбе Бихеля, ограничимся рассмотрением только результатов измерений в бомбе Кроушоу — Джонса).

Поэтому из результатов, полученных в бомбе Кроушоу — Джонса и составлявших 147, 167 и 150 л/кг соответственно для айримайта 40, 60 и 80, необходимо вычесть по 16,5 л/кг. Расчетные же значения составляли 167, 162 и 156 л/кг. Количество NH_3 в соответствии с уравнением (15)

$$NH_3 = K_{15}^{-1} F [N_2]^{1/2} [H_2]^{3/2} \tag{11.7}$$

составляет 0,3 моль/кг, или 6,3 л/кг. Это уменьшает концентрацию N_2 только на 3 л/кг.

Результаты анализа ядовитых газов от айримайтов, полученные Горным бюро США, показали, что они вполне соответствуют требованиям, предъявляемым к ВВ I класса даже при умеренных отклонениях от оптимального кислородного баланса.

11.3.11. Состав продуктов взрыва зарядов айримайтов в производственных условиях

Проведенные на руднике LKAB в Кийруне (Швеция) испытания показали отличные качества айримайтов в отношении состава продуктов детонации.

Поскольку фактические данные пока не опубликованы, приведем некоторые замечания теоретического характера.

1. Зная элементарный состав ВВ, можно точно рассчитать состав продуктов детонации при адиабатическом законе расширения их при взрыве. При условии, что продукты детонации «замораживаются» в этом состоянии, можно с достаточной точностью предсказать концентрации ядовитых газов для любого промышленного ВВ, к которому применимы методы расчета, изложенные в работе [2]. Эти расчеты в равной степени применимы к водосодержащим смесям АС с ВВ, водосодержащим смесям без взрывчатых сенсибилизаторов и к АС — ДТ. Единственное сомнение, остающееся при расчете состава ядовитых газов при взрыве зарядов этих ВВ, состоит в том, «замораживаются» ли обратимые реакции в реальных условиях при адиабатическом расширении, а в случае смеси АС — ДТ — полностью ли она реагирует.

2. По-видимому, наиболее важные результаты работ советских специалистов в области ядовитых газов состоят в том, что они дали способы оценки часто применяемого допущения о «замораживании» обратимых реакций при взрыве шпурового заряда, когда охлаждение продуктов детонации происходит при адиабатическом (обратимом) расширении. С этой точки зрения потенциальная полезность работы Б. Д. Росси [8] вполне оправдывает пространное резюме, приведенное в начале этой главы.

Из рис. 11.2 видно, что отношение CO/CO_2 увеличивается от 0,25 до 0,5 при увеличении коэффициента крепости породы $f=10$ до $f=18$ (по шкале проф. М. М. Протодьяконова, применяемой советскими исследователями). При этом общее количество CO_2 увеличивается примерно вдвое. Увеличение количества CO_2 с возрастанием коэффициента крепости породы целиком объясняется захватыванием газа породой, поскольку порода низкой крепости захватывает большее количество газа, чем более крепкая порода, как это было показано Яновым, Поповичем и Сахновским (см. рис. 11.4, *в*) отметившими, что трещины образуются в наиболее крепких породах, тогда как более слабые породы просто раздавливаются и измельчаются.

Наблюдаемое увеличение отношения CO/CO_2 с возрастанием коэффициента крепости породы, по-видимому, требует еще объяснения, основанного на сдвигах равновесия реакций в процессе работы взрыва. Более слабая порода разрушается быстрее, поэтому температура продуктов детонации падает также быстро. Более эффективное охлаждение приводит к улучшению условий «замораживания» обратимых реакций в момент или в непосредственной близости от состояния взрыва. Наоборот, крепкие породы дробятся меньше и медленнее, поэтому равновесие поспевает сдвинуться в сторону увеличения образования CO,

т. е. коэффициент летучести здесь падает быстрее, чем функция температуры.

Таким образом, объяснение (поддержанное в разное время различными исследователями) наблюдаемого увеличения количества ядовитых газов с возрастанием крепости породы двояко:

1) более крепкие породы захватывают меньше продуктов детонации, чем более слабые породы;

2) в более слабых породах равновесие обратимых реакций «замораживаются» в стадии, более близкой к состоянию взрыва, чем в более крепких породах, причем сдвиг равновесия от этого состояния увеличивается по мере возрастания крепости породы.

На основе приведенных выше соображений можно заключить, что продукты детонации в действительности не застывают в состоянии, соответствующем моменту взрыва, а стремятся сдвинуться из этого состояния в направлении, соответствующем более быстрому уменьшению коэффициента летучести, чем константы равновесия K_9, что приводит к возрастанию отношения CO/CO_2 до значений более высоких, чем при взрыве. Эта тенденция возрастает с увеличением коэффициента крепости породы. NO_2 сравнительно нечувствительна к изменению F и также возрастает с увеличением коэффициента крепости породы, поскольку константа равновесия K_{14} убывает более быстро, чем $xF^{1/2}$ [уравнение (11.5)]. Благодаря этому концентрация NO_2 в отбитой породе даже возрастает с глубиной, тогда как концентрация CO_2 в породе быстро падает с глубиной. Во всяком случае поскольку равновесные реакции, определяющие состав продуктов детонации, в действительности не застывают в каком-то определенном фиксированном состоянии, то в производственных условиях фактически невозможно предсказать их состав. К счастью, отклонения от условий, соответствующих моменту взрыва, не столь велики, чтобы нельзя было с достаточной надежностью определить приближенное значение отношений CO/CO_2 и NO/CO. Истинные же значения этих отношений должны зависеть от точности измерения распределения продуктов взрыва между рудничной атмосферой, отбитой породой, и газами, абсорбированными и адсорбированными пылью, стенами выработок и другими твердыми материалами, а также от скорости выделения этих газов при погрузке, дроблении, измельчении и других операциях с отбитой породой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *CIL Blaster's Handbook,* Canadian Industries, Ltd., Montreal, 5th Ed., 1964.

2. Cook M. A., *The Science of High Explosives,* ACS Monograph No. 139, Reinhold Publishing Company, 1958 (currently published by Robert E. Krieger Publishing Company, Huntington, New York, 11743).

3. DuPont Blaster's Handbook, E. I. duPont de Nemours and Co., Wilmington, Delaware, 15th Ed., 1967.

4. Forbes J. J., and G. W. Grove, "Mine Gases and Methods for Testing Them", Miner's Circular 33, U. S. Bureau of Mines, Revised March 1954.

5. Gardner E. P., S. P. Howell, and G. W. Jones, U. S. Bureau of Mines Bulletin No. 287, 1927.

6. Mason C. M., E. D. Lisotto, T. C. Ruhe and R. W. Van Dolah, "Further Development of Nonincendive Water Gel Explosives", Preprinted for International Conference of Safety in Mines Research, Tokyo, Japan, November 1970.

7. Murphy E. J. "Comparison of Methods for Detecting and Analyzing Fumes from Explosives", U. S. Bureau of Mines, R15883, 1961.

8. Rossi B. D. "Control of Noxious Gases in Blasting Work and New Methods for Testing Industrial Explosives", VZRYVNOE DELO Collection 65/23, Tr. Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem, 1971.

9. Tolch N. A., and G. St. J. Perrott, U. S. Bureau of Mines RI 2975, December 1929.

10. Tournay W. E., J. F. Murphy, G. H. Damon and R. W. Van Dolah, "Some Studies in ANFO Compositions", Fourth Annual Symposium on Mining Research, November 13-15, 1958, University of Missouri School of Mines and Metallurgy, No. 97, 1959.

11. U. S. Bureau of Mines Circular 8492, Research and Technical Fiscal Year 1969, October 1970.

12. Van Dolah R. W., N. E. Hanna, E. J. Murphy and G. H. Damon, "Further Studies of ANFO Compositions", Bulletin 98, University of Missouri School of Mines and Metallurgy (Fifth Annual Symposium on Mining Research, November 1959, Rolla, Missouri).

13. Van Dolah R. W., N. E. Hanna, E. J. Murphy, International Symposium on Mining Research, University of Missouri School of Mines and Metallurgy, February 21-24, 1961, Rolla Missouri.

ПОЯСНЕНИЯ АББРЕВИАТУР И НОВЫХ ТЕРМИНОВ

АС — аммиачная селитра, основной компонент промышленных смесевых ВВ; по данным Горного бюро США (RJ 1946, № 7840) в простейших взрывчатых смесях класса АС—ДТ в США используется преимущественно обычная гранулированная АС сельскохозяйственного назначения с насыпной плотностью $\rho_н = 0{,}85$ г/см^3 и объемом пор, обеспечивающим впитывание примерно 6% ДТ; частично в шпуровых зарядах диам. 30—40 мм используется АС—ДТ на мелкопористой АС ($\rho = 0{,}77$ г/см^3), чувствительная к инициирующему импульсу капсюля-детонатора № 6 и потому классифицируемая в качестве ВВ, а не ПВС.

АС—ДТ — сбалансированная по кислороду смесь гранулированной АС (кислородоноситель) с ДТ (потребитель кислорода), обладающая взрывчатыми свойствами; для повышения удельной энергии в состав АС—ДТ иногда включают мелкодисперсный алюминий; АС—ДТ, изготовленная на обычной (немелкопористой) АС не чувствительна к инициирующему импульсу капсюля-детонатора № 6 и классифицируется в США в качестве ПВС (blasting agent)

ВВ — взрывчатое вещество в виде индивидуального взрывчатого соединения или смесевого состава, содержащего взрывчатое соединение в качестве сенсибилизатора

ВВВ — водосодержащее взрывчатое вещество, включающее взрывчатое соединение в качестве сенсибилизатора

ВУП — метод высокоскоростного удара пластинки, применяемый для определения чувствительности ПВС, ПВВС и ВВВ

ГД — переход горения (дефлаграции) в детонацию

ГПД — газообразные продукты детонации

Д — водосодержащие составы; число после аббревиатуры обозначает содержание воды, например: Д-13 — смесь азотной кислоты, нитробензола и воды в соотношении 73 : 24 : 13

ДБА — разновидность высокоплотных водосодержащих взрывчатых веществ

ДТ — дизельное топливо или другой жидкий компонент, например соляровое масло, используемый в качестве потребителя кислорода в простейших взрывчатых смесях класса АС—ДТ

ДТА — метод дифференциального термического анализа термической стабильности ВВ и ПВС

ДШ — детонирующий шнур; обычный ДШ содержит около 10 г инициирующего ВВ в 1 м сердцевины

ДШВЭ — детонирующий шнур высокой энергии, в котором навеска инициирующего ВВ в единице длины шнура в два и более раз больше обычной и достаточна для возбуждения детонации ВВ, чувствительного к инициирующему импульсу капсюля-детонатора № 6

ДШНЭ — детонирующий шнур низкой энергии, количество инициирующего ВВ в сердцевине которого составляет доли грамма и недостаточно для возбуждения детонации современных ВВ и ПВС, прилегающих к ДШ; применяется для магистральных линий на поверхности и для линии ДШ внутри заряда

МНП — метод набора прокладок, используемый при испытании ВВ на чувствительность

МПД — минимальный промежуточный детонатор

НД — переход нагревания в детонацию

НОНЕЛЬ — устройство и способ неэлектрического взрывания, при котором на-

чальный нмпульс возбуждення взрыва капсюля-детонатора распространяется воздушной волной по полому каналу шиура

ПА — перхлорат аммоння

ПВС — простейшая взрывчатая смесь, не содержащая взрывчатых соединений, не чувствительная в открытом заряде к иннцинрующему нмпульсу капсюля-детонатора № 6 н менее опасная прн транспортированнн; в США на ПВС распространяются облегченные правила хранения и транспортировання

ПВВС — простейшне водосодержащие взрывчатые смеси, не содержащие взрывчатых соединений

ПД — промежуточный детонатор, прнмеияемый для иннциирования ПВС, ПВВС и ВВВ, нечувствнтельных к иачальиому импульсу капсюля-детонатора № 6

Сларри — водосодержащне взрывчатые составы, в которых твердые частнцы (напрнмер гранулы) опнраются друг иа друга и в то же время разделены жидкой фазой, заполняющей межграиульные пространства; различают незагущенные сларри, загущенные сларрн, в которых жндкая фаза является коллондным раствором н гелеобразные сларри, в которых коллоидный раствор структурнрован (поперечно сшнт) водороднымн связями для обеспечення водоустойчнвостн

Сларрнзацни точка — процентное содержанне воды в ВВВ и ПВВС, обеспечнвающее состояние сларрн н завнсящее от соотиошения и крупности частиц твердой фазы

Состав В(бн) — смесь гексогена, трнннтротолуола и воска (парафииа) в соотношеннн 60/40/1

ТНТ — трнннтротолуол, тротнл

УВПФ — определение чувствнтельностн ВВ и ВС методом ударной волны, прошедшей через пластннку — тепловой фильтр

УД — переход ударной волны в детоиационную волну

СОДЕРЖАНИЕ

М. А. КУК

НАУКА О ПРОМЫШЛЕННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВАХ

Редактор нздательства
Л. Ф. Тараканова

Переплет художника
В. А. Сергеева

Художественный редактор
О. Н. Зайцева

Графики-иллюстраторы
Гришина А. К., Бубнова Г. С.

Технический редактор
Н. В. Жндкова

Корректоры
В. П. Крымова, Л. М. Кауфман

ИБ № 3863

Сдаио в набор 04.04.80.
Подписано в печвть 01.07.80.
Формат 70×100¹/₁₆. Бумага типографская № 1.
Гаринтура «Литературиая». Печать высокая.
Усл. печ. л. 36,76. Уч.-изд. л. 33,91.
Тираж 3000 экз. Заказ 332/8031—9 Цеиа 2 р. 70 к.

Издательство «Недра»,
103633, Москва, К-12, Третьяковский проезд, 1/19

Московская типография № 11 Союзполиграфпрома
при Государствеином комитете СССР
по делам издательств, полиграфии
и книжиой торговли.
113105, Москва, Нагатииская ул., 1.

УВАЖАЕМЫЙ ТОВАРИЩ!

Издательство «Недра» готовит к печати новые книги

КУКИБ Б. Н., РОССИ Б. Д.

Высокопредохранительные взрывчатые вещества.

10 л. 50 к.

В книге изложены научные основы создания высокопредохранительных ВВ, применяемых в угольных шахтах, опасных по газу или пыли. Дан краткий обзор основных этапов развития предохранительных ВВ, рассмотрены опасные ситуации, возникающие при производстве взрывных работ. Приведены результаты исследований, направленных на выяснение механизма воспламенения метано-воздушной смеси детонирующим зарядом ВВ, и основные принципы построения высокопредохранительных ВВ. Освещены вопросы селективности взрывчатого превращения и детонационной способности высокопредохранительных ВВ. Кратко рассмотрен ассортимент предохранительных ВВ в некоторых зарубежных странах.

Книга предназначена для инженерно-технических работников, специализирующихся в области промышленных ВВ, взрывных работ и техники безопасности при взрывных работах в угольных шахтах.

ПОКРОВСКИЙ Г. И.

Взрыв

4-е изд., перераб. и доп. — 10 л. 40 к.

В книге в популярной форме обобщены и критически рассмотрены современные представления о природе взрыва и способах управления взрывом. Сложнейшие математические выкладки, решаемые подчас с применением электронно-счетных машин, представлены в виде общедоступных формул, дающих в принципе правильное представление о действиях взрыва, используемого в мирных, созидательных целях. В частности рассмотрено возведение направленным взрывом крупнейшей в мире Нурекской плотины, уникальной солезащитной плотины в ущелье Медео. За сооружение плотины Байпазинского гидроузла на реке Вахш автор настоящей книги известный советский ученый Г. И. Покровский удостоен Государственной премии СССР. В 4-м издании (3-е изд. — 1973) описаны новые объекты, созданные взрывом в последние годы, приведены интересные данные о сварке металлов и других материалов взрывом и другие сведения.

Книга предназначена для широкого круга читателей, интересующихся вопросами использования энергии взрыва.

Применение массовых взрывов в строительстве

Бурштейн М. Ф., Покровский Г. И., Шейнман Л. Б., Корнаков Г. И.

20 л. 1 р. 30 к.

В книге рассмотрены технико-экономические предпосылки и возможные масштабы строительства горных и гидротехнических объектов с использованием энергии крупных направленных взрывов. Изложены основы теории подобия и методика моделирования взрывов, приведены расчетные зависимости и номограммы. Рассмотрены схемы взрывания, способы определения радиусов зон сейсмической опасности для сооружений различного типа. Основное внимание уделено перспективам применения направленного взрыва в горнорудном и гидротехническом строительстве. Приведены характерные проектные решения перспективных гидроузлов и карьеров в труднодоступных районах страны. На основе анализа реализованных и проектных решений показан эффект применения массовых взрывов в народном хозяйстве.

Книга предназначена для инженерно-техических и научных работников, занимающихся взрывными работами, и может быть полезна студентам горных и строительных вузов и факультетов.

РОМАШОВ А. Н.

Особенности действия крупных подземных взрывов.

18 л. 3 р.

В книге изложены основы физических представлений о действии подземного взрыва. Приведены результаты действия камуфлетного взрыва в различных средах, дан анализ процессов передачи энергии от продуктов взрыва, параметров волны сжатия и закономерности ее распространения. Изложены основы инженерных методов расчета взрывов на выброс, а также особенности и перспективы использования крупных, в том числе ядерных взрывов. Рассмотрены основные факторы и физические причины, влияющие на эффект дробления породы. Изложены вопросы взаимодействия сейсмических волн с сооружениями и принципы прогнозирования сейсмической безопасности.

Книга предназначена для работников научно-исследовательских и проектных институтов, занимающихся использованием взрывной энергии в различных отраслях народного хозяйства.

Интересующие Вас книги Вы можете приобрести в местных книжных магазинах, распространяющих научно-техническую литературу, или заказать через отдел «Книга — почтой» магазинов «Недра»:

№ 17 — 199178, Ленинград, В. О., Средний проспект, 61;
№ 59 — 127412, Москва, Коровинское шоссе, 20.

Издательство «Недра»

